



OBSERVATOIRE DE PARIS
UNIVERSITÉ DE CERGY-PONTOISE

Thèse

présentée pour obtenir le titre de Docteur ès Sciences
Spécialité : Astrophysique et instrumentations associées

par

Gonzague Callejo

L'excitation du gaz moléculaire dans le milieu interstellaire (galactique : OMC1 et extragalactique : N88-SMC). Interprétation par les modèles théoriques (PDRs et Chocs).

Soutenue le 20 décembre 2004 devant le jury composé de :

M. P. Boissé *Président*
M. J.-P. Maillard *Rapporteur*
M. A. Jones *Rapporteur*
M. J. Le Boulot *Examineur*
M. R. Ferlet *Examineur*
M. J.-L. Lemaire *Directeur de Thèse*

David Field, Maiken Gustafsson et Lars Egstrøm Kristensen.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Le milieu interstellaire statique et dynamique

Définir le milieu interstellaire (MIS ou ISM dans la suite) en quelques mots est difficile. Il représente environ 15 % de la masse d'une galaxie (hors matière noire). C'est en son sein que peuvent se former les molécules, complexes ou non. Il est soumis à des effets d'extinction, rougissement et polarisation du rayonnement en majorité dus à la poussière interstellaire. Les effets de cette dernière se manifestent de façon indiscutable dans les nébuleuses par réflexion qui diffusent le rayonnement stellaire. Le milieu interstellaire est un excellent laboratoire pour les conditions extrêmes de pression et de densité nécessaires pour la formation des molécules ; la plupart de ces conditions ne peuvent être qu'approchées en laboratoire, même si d'importants progrès ont été réalisés lors de la dernière décennie.

Le MIS est en interaction constante avec les étoiles dont la formation et la destruction modifient profondément sa physico-chimie. Les éléments lourds provenant de la nucléosynthèse stellaire sont injectés dans le milieu lors de la phase supernova ainsi que par les vents stellaires lors des phases AGB et post-AGB, c'est également lors de ces phases tardives d'évolution que se forme l'un des constituants essentiels du milieu interstellaire : la poussière. Le rayonnement stellaire constitue la principale source d'énergie du milieu interstellaire. Il est susceptible d'ioniser, dissocier, exciter, chauffer (par exemple par effet photoélectrique sur les grains) le milieu. Le champ de rayonnement a également des effets sur les grains, et en particulier sur le manteau de glace formé sur les grains dans les régions froides et qui est susceptible d'être vaporisé (Barlow 1978). Le champ de rayonnement régit donc en partie les abondances des éléments en phase gazeuse, avec des conséquences spectroscopiques importantes.

Le gaz peut être sous forme atomique ou moléculaire, neutre ou ionisée, contenir des radicaux..., les molécules interstellaires détectées atteignant des degrés de complexité jamais soupçonnés. Une composante essentielle du milieu est cependant solide, il s'agit des grains interstellaires : ils sont en général composés d'un cœur solide formé principalement de silicium, fer, carbone, oxygène et magnésium. Un manteau de glace formé principalement d'eau, ammoniac, méthane et monoxyde de carbone peut exister si les conditions de température et champ de rayonnement le permettent. Les grains sont classiquement classés dans diverses populations suivant leur taille (rayon a) :

- VSG : très petits grains ($a \leq 10 \text{ \AA}$), la confirmation de leur existence a été un des apports essentiels du satellite ISO
- Grains de taille moyenne ($a \leq 10 \text{ \mu m}$)
- Une population de gros grains ($a \geq 10 \text{ \mu m}$), la distinction entre grains, PAHs et agrégats n'étant pas toujours aisée (voir la thèse d'habilitation de L. Verstraete pour une vue plus précise).

La masse totale des grains ne compte que pour un centième de la masse du milieu interstellaire. Ils possèdent cependant des propriétés essentielles d'atténuation du rayonnement et de dépletion des éléments, pour ne citer que les plus visibles. De plus leur inertie a des effets importants sur la dynamique du milieu interstellaire (Ciolek et al. 2004).

En ce qui concerne l'action du champ de rayonnement couvrant tout le spectre, elle peut être d'origine externe ou interne au milieu interstellaire, sous forme de continu ou de raies spectrales. C'est principalement sous l'action du rayonnement que le MIS (le plus souvent statique) évolue : le bilan thermique (chauffage et refroidissement radiatif), la chimie interstellaire, les divers processus atomiques et moléculaires sont fortement dépendants des propriétés de ce rayonnement.

Parmi les sources externes de rayonnement on peut citer :

- L'accrétion sur objets compacts et l'émission X et γ associée
- Les jets provenant des objets compacts ou protostellaires, l'émission associée couvrant souvent la plus grande partie du spectre
- Le rayonnement des étoiles de la séquence principale, de l'UV lointain pour les types O et B à l'IR proche pour les types M
- Le fond diffus cosmologique, important dans le domaine millimétrique pour des problèmes de confusion (fond diffus par rapport au rayonnement interstellaire)

Parmi les sources internes :

- L'émission par les diverses composantes de la poussière, dans le domaine de l'IR lointain et le sub-millimétrique (Zubko et al. 2004, Fischer et al. 1995)
- Les processus de fluorescence du gaz, ayant pour conséquence d'augmenter la longueur d'onde du rayonnement
- Les raies de recombinaison atomiques, ioniques et moléculaires, essentielles pour le refroidissement du gaz
- L'émission free-free (ou brehmsstrahlung) et free-bound du gaz ionisé (Shang et al. 2004)
- La désexcitation des transitions fines et hyperfines des différentes espèces, la plus connue de ces transitions étant la transition hyperfine à 21 cm de HI. Leur excitation pouvant se produire même à des faibles températures elles ont un rôle crucial de traceurs du milieu froid
- L'émission continue du gaz, dépendant de sa température et des différentes opacités du milieu

Parallèlement aux nombreux travaux observationnels réalisés sur le MIS et afin de pouvoir les interpréter, de plus en plus de modèles théoriques tentent de prédire les conditions y régnant. Ces modèles sont le plus souvent orientés vers des régions particulières : nuages moléculaires, PDRs, milieu diffus, restes de supernovae, régions parcourues par des ondes de choc... L'évolution du milieu interstellaire est difficile à déterminer car elle fait entrer en jeu de multiples paramètres physico-chimiques ainsi qu'une multiplicité de processus, tous n'étant pas connus à la perfection :

- Les abondances des divers éléments, et leur lien avec les abondances élémentaires (ou solaires)
- Les propriétés optiques de la poussière (extinction, émission, polarisation...), intimement liées à sa composition, elle-même fortement dépendante de l'environnement
- Les sections efficaces de collision entre les diverses espèces présentes dans le milieu, en fonction de la température (dans un milieu froid des calculs quantiques complets sont nécessaires)
- Les taux de désexcitation radiative et collisionnelle
- Les processus de chimie en milieu dense et diffus, par exemple l'abondance de molécules comme CH^+ est encore mal expliquée par les modèles actuels
- Les capacités ionisantes des rayons cosmiques, essentiels dans les milieux denses (Padoan et al. 2004)
- Le lien entre propriétés macroscopiques et microscopiques du milieu interstellaire soumis à des

ondes de choc

- En général la réponse du milieu interstellaire aux champs de rayonnement, par exemple à celui créé par une étoile émettant dans l'UV

Par le fait que les variations de ces paramètres peuvent être importantes, plusieurs types de régions ont été classiquement définies dans les différentes études du milieu interstellaire.

Les nuages froids atomiques : régions à la température d'environ 100 K, de densité inférieure à 10 cm^{-3} et d'une masse d'environ une cinquantaine de masses solaires, souvent appelés *régions HI*. Une deuxième composante atomique plus chaude (quelques milliers de K) et plus ténue (moins de 1 cm^{-3}) constitue l'environnement dans lequel baignent les régions HI.

Les régions ionisées classiques, ou régions HII, ont des températures d'environ 10 000 K, elles se forment au voisinage d'étoiles de type spectral O ou B pour constituer les zones les plus brillantes du ciel (du moins dans le visible). Le fait que ces étoiles massives se forment au cœur des nuages moléculaires a pour conséquence l'existence de régions dites de photodissociation (PDRs) entourant les régions ionisées, où le gaz moléculaire interagit avec le rayonnement stellaire ayant traversé la région HII. Les satellites opérant dans le domaine X (Chandra, XMM-Newton) ont dévoilé la présence de gaz ionisé très chaud (plusieurs millions de Kelvin) distribué dans la galaxie : *le gaz coronal* (Murali 2000). Cette composante provient certainement de l'expansion du gaz diffus lors des explosions de supernova. En particulier il a été possible de mettre en évidence l'existence de la *bulle locale*, région ionisée de 100 pc de diamètre englobant le soleil et dont la densité est plus faible que la moyenne galactique (Sfeir et al. 1999).

Les nuages moléculaires sont des condensations denses (densités supérieures à 10^4 cm^{-3}) plongées dans un milieu plus diffus (de l'ordre de 300 cm^{-3}), ils sont au nombre estimé de 5000 dans notre galaxie, le gaz moléculaire se concentre principalement dans des structures extrêmement massives et de température très faible (aux alentours de 10 K) : les *nuages moléculaires géants*.

Même si ces derniers regroupent l'essentiel de la masse, des structures moléculaires ayant pour masse quelques dizaines de masses solaires et dénommées nuages sombres (ou globules de Bok) ont également été observées. Ce sont les structures de plus faible masse pouvant déclencher des instabilités gravitationnelles et donc enclencher la formation d'étoiles. Les nuages sombres se distinguent principalement des nuages moléculaires géants par leur faible masse, environ 10 masses solaires. La principale conséquence est le fait que très peu d'étoiles peuvent y être formées. De fait les nuages sombres sont les objets les plus intéressants lorsqu'il s'agit d'étudier la formation d'un petit nombre d'étoiles (les étoiles ont tendance à se former en amas lorsque la masse disponible est importante, Kroupa & Boily 2002).

Les nuages moléculaires géants sont les structures de plus grande échelle existant dans le milieu interstellaire, pouvant atteindre jusqu'à 10^6 masses solaires pour des tailles de 50 pc (Dame et al. 1986). Des nuages moléculaires encore plus imposants, environ 10^7 masses solaires et une taille de 100 pc, ont été observés dans les galaxies extérieures (Elmegreen 1987). Leur structure est le plus souvent fragmentée (Thoraval & Boissé 1996) à l'échelle de quelques unités astronomiques, c'est cette fragmentation qui est le précurseur de la formation stellaire. Bien que l'origine des structures auto-gravitantes reste encore pour l'essentiel un mystère, le mécanisme ultérieur de formation induite d'étoiles est connu. A mesure que les condensations de gaz moléculaire entrent dans la phase protostellaire, des jets bipolaires peuvent se former (phase T-Tauri pour les condensations de faible masse). Les ondes de choc susceptibles de déclencher la formation stellaire se forment lorsque ces jets supersoniques rencontrent le gaz moléculaire ambiant (Raga & Cabrit 1993).

Aux températures des nuages moléculaires la molécule largement majoritaire, l'hydrogène moléculaire, n'émet pas et il a donc fallu se tourner vers d'autres traceurs moléculaires du milieu : CO, NH₃, CN, HCO, etc... En particulier la molécule CO est souvent utilisée pour déterminer l'abondance totale

du gaz moléculaire, cette méthode se basant sur un rapport “canonique” :

$$\frac{n_{CO}}{n_{H_2}} = 10^{-5} \quad (1.1)$$

Mais cette valeur souffre de variations à l’intérieur même de notre galaxie (Lacy et al. 1994), en particulier dans des régions à la métallicité plus faible que dans le voisinage solaire. Ces nuages moléculaires possèdent des extinctions importantes (la densité des poussières croît avec celle du gaz moléculaire, Rodriguez-Fernandez et al. 2004), en général aux environs de 5 magnitudes dans le visible. C’est dans cet environnement peu soumis aux effets du rayonnement que les molécules les plus complexes peuvent se former et subsister. Par exemple des espèces complexes telles que CH₃OH (Boland et al. 1983), CH₃CN (Goldsmith et al. 1983), HCOOCH₃ (Elder et al. 1980), CH₃OCH₃, C₂H₅CN, SO₂ (Sutton et al. 1985) ont été observées vers OMC-1 dans Orion.

Les diverses composantes du gaz interstellaire ne sont pas indépendantes, mais dans un souci de simplicité on a défini un certain nombre d’objets-type en physique du MIS :

- Les nuages diffus et translucents, de faible densité (moins de 100 cm⁻³) et très sensibles au champ de rayonnement du fait des faibles extinctions. Le fait qu’ils ne soient pas perturbés par la formation stellaire fait d’eux des objets idéaux pour les études de chimie interstellaire (Ingalls et al. 2000)
- Les nébuleuses par réflexion (Lemaire et al. 1996) se forment lorsque le rayonnement stellaire est diffusé par une concentration de poussière, ce sont d’excellents étalons pour les modèles de PDRs
- Les nuages sombres, avec ou sans formation stellaire. Lorsque la masse de gaz est faible le nuage se trouve dans un état quasi-statique n’évoluant pas obligatoirement vers la formation d’une ou plusieurs étoiles (Pagani et al. 2003)
- Les nuages moléculaires détaillés ci-dessus et les cœurs denses, condensations de taille caractéristique la longueur de Jeans où les étoiles se forment véritablement

Ces cœurs denses sont les structures de plus haute densité dans le milieu interstellaire, cette particularité permet certes de provoquer la formation stellaire, mais les rend également difficiles à caractériser. Les abondances élevées des grains empêchent les observations à courte longueur d’onde, l’utilisation du domaine infrarouge (van Dishoeck 2004) permet de sonder leur structure interne de façon plus efficace mais se révèle incapable d’atteindre le centre de ces structures. Les seules observations susceptibles de fournir des informations sur les zones les plus profondes des cœurs denses doivent être menées dans le domaine sub-millimétrique et millimétrique. On peut ainsi détecter le CO dans les couches externes, puis NH₃ et N₂H⁺ dans les couches plus profondes. Les dernières molécules utilisables ne peuvent pas comporter d’éléments lourds, car ces derniers sont totalement déplétés, on doit donc se tourner uniquement vers H₂D⁺ par exemple (H₃⁺ ne possédant pas de moment dipolaire permanent). La physique des cœurs prestellaires est donc essentiellement celle de la détection de molécules polaires en milieu froid (Bacmann et al. 2003).

On a traité essentiellement dans cette introduction le cas du milieu interstellaire statique. Pourtant la prise en compte des effets dynamiques est capitale dans l’étude de nombreux phénomènes, et ce à toutes les échelles.

- En ce qui concerne les effets purement stellaires, la seule présence d’étoiles de la séquence principale peut suffire à induire une dynamique dans le milieu. Les régions HII créées par les étoiles jeunes étant par essence expansives du fait de la différence de pression entre zone neutre et zone ionisée (Franco et al. 1990). La manifestation la plus visible de cet effet est l’expansion brusque (ou effet “champagne”) de la région lorsque l’étoile se forme au bord d’un nuage moléculaire (Tenorio-Tagle & Bedijn 1982). Les étoiles en fin de vie peuvent créer une dynamique en éjec-

tant de la matière, telles les supernovae ou les étoiles de Wolf-Rayet (Nugis & Lamers 2002). De même les jets protostellaires sont susceptibles de provoquer des apports de matière et d'énergie substantiels pour le milieu (Smith 1998). La seule formation stellaire est en elle-même un effet dynamique puisqu'il s'agit de compresser un milieu en un temps fixé.

- A grande échelle les effets dynamiques sont de nature galactique, les plus connus étant les ondes de densité (Lou et al. 2002) qui permettent dans une galaxie spirale de former des étoiles dans les nuages inclus dans les bras. On peut également citer les problèmes de fontaine (Breitschwerdt & Komossa 2000), le gaz chauffé s'élevant au dessus du plan galactique avant de se refroidir et de retomber dans le puits de potentiel de la galaxie.

1.2 Contexte général : problématique

La connaissance des propriétés du gaz moléculaire se heurte souvent à des problèmes observationnels spécifiques à la molécule H_2 , ces problèmes ayant conduit à caractériser cette composante par la molécule CO plutôt que par cette dernière. Cette méthode a cependant pour inconvénient majeur de tracer le gaz moléculaire avec une espèce minoritaire, et est dépendante de l'hypothèse d'un rapport CO/ H_2 constant pour déterminer la masse du gaz moléculaire.

Dans les régions de formation d'étoiles le gaz est essentiellement sous forme moléculaire mais, contrairement aux régions calmes du milieu interstellaire, ce gaz est susceptible d'être excité et donc de devenir détectable. Les observations de la molécule H_2 permettent alors de remonter en théorie aux conditions d'excitation du gaz moléculaire. Dans des environnements dynamiques ou dominés par le rayonnement on peut donc visualiser directement la composante principale du gaz moléculaire par ses raies d'émission.

Pour mener de telles observations le domaine de l'infrarouge proche est avantageux, c'est en effet à ces longueurs d'onde que les transitions caractéristiques du gaz moléculaire fortement excité se situent. De plus, du fait de l'absence d'émission par les poussières c'est le gaz qui contribue principalement à l'émission dans ce domaine de longueur d'onde. Enfin en travaillant dans le proche infrarouge on est moins sensible aux fortes extinctions caractéristiques des régions de formation stellaire. Pour ces raisons l'émission du gaz moléculaire dans le proche infrarouge est très intéressante pour tracer les processus dynamiques et statiques. Les raies concernées ne sont pas en général détectables par les télescopes spatiaux, car possibles à étudier du sol. Cependant les effets atmosphériques, s'ils n'empêchent pas en général la détection, perturbent parfois de façon critique les mesures.

Un point essentiel rend les télescopes terrestres indispensables à l'étude de l'excitation du gaz dans ces régions : la nécessité d'une haute résolution spatiale. L'essentiel des phénomènes associés à l'excitation du gaz moléculaire (propagation d'ondes de choc, régions PDRs) se produit à des échelles de quelques dizaines ou centaines d'unités astronomiques. De plus les nuages moléculaires sont fragmentés en général, la résolution des échelles caractéristiques de cette fragmentation peut permettre de tracer l'évolution des conditions d'excitation dans les amas de gaz autogravitants. Avec l'avènement des grands télescopes il est maintenant possible d'atteindre des résolutions spatiales appréciables dans le proche infrarouge, en particulier grâce à des systèmes performants d'optique adaptative. Ces avancées instrumentales ne suffisent malheureusement pas en général pour avoir accès aux échelles définies plus haut, en pratique de telles études sont donc restreintes à des régions proches galactiques (telles que le nuage moléculaire d'Orion). A plus grande distance on rencontre également le problème de confusion des sources, qui empêche de réaliser une étude aussi détaillée qu'on le souhaiterait.

Même si les observations que l'on vient de décrire peuvent en théorie permettre d'avoir accès aux paramètres essentiels caractérisant le gaz moléculaire, le lien est en général complexe à établir du fait de

la complexité des processus physico-chimiques en jeu. L'utilisation de modèles théoriques incluant les éléments physiques essentiels du milieu concerné pour déterminer ces paramètres est donc essentielle. Cependant le lien entre modèles et observations est en général difficile à établir lorsque ces dernières comprennent de nombreuses données. De plus l'apport de la haute résolution spatiale permet de tracer d'autant plus finement la physique du milieu, justifiant des comparaisons détaillées avec les modèles théoriques. Le travail de comparaison permet de déterminer, dans le meilleur des cas, les conditions physiques relatives au gaz moléculaire mais ce n'est pas tout. La qualité de la reproduction des données observationnelles permet de jauger la pertinence des modèles utilisés dans un contexte précis. C'est cette qualité qui permet de définir les phénomènes physiques importants à implémenter ou optimiser, donc d'améliorer les modèles théoriques.

Le travail d'observation et de modélisation accompli, l'accès à des informations essentielles est possible. L'état dynamique de la région étudiée, son évolution, le taux de formation stellaire, éventuellement la mise en évidence de phénomènes physiques non soupçonnés sont quelques-uns des problèmes que ce travail peut aider à résoudre et constitue l'objectif final idéal de cette thèse.

1.3 Plan de cette thèse et problèmes abordés

Le travail effectué dans cette thèse se base essentiellement sur des observations dans l'infrarouge proche de la molécule d'hydrogène dans le milieu interstellaire dense. De ce point de vue il est donc capital de connaître les propriétés de cette molécule, à la fois physiques et observationnelles. Ceci est fait dans le chapitre 2, les propriétés quantiques de la molécule sont rapidement rappelées ainsi que leurs conséquences observationnelles. Un bref rappel des problèmes liés à la molécule H_2 dans l'espace est également effectué et on présente le résultat d'un travail portant sur les problèmes d'absorption atmosphérique lors d'observations terrestres (celles utilisées dans cette thèse). Ce chapitre se termine par une section non directement liée aux propriétés de H_2 , traitant des bases de la formation stellaire ; les résultats rappelés étant utilisés dans la partie finale de cette thèse.

Dans le chapitre 3 on présente les bases théoriques de modèles simulant le milieu interstellaire, plus précisément les modèles de chocs et de régions de photodissociation (PDRs) élaborés par des équipes de l'Observatoire de Paris. Cette description est orientée vers les propriétés de l'émission de l'hydrogène moléculaire dans ces régions. Après avoir décrit dans les grandes lignes la physique générale utilisée dans ces modèles on présentera les résultats relatifs à H_2 qui en ont été déduits. En particulier le comportement général des intensités des raies rovibrationnelles de la molécule est établi et les valeurs numériques associées sont discutées. En conclusion de ce chapitre on établit quelques résultats généraux importants permettant de faire le lien entre la détection de ces raies rovibrationnelles et les grandeurs physiques du milieu.

Les résultats théoriques rappelés ou établis dans ces deux premiers chapitres sont ensuite utilisés pour aider à l'interprétation de données observationnelles dans les chapitres 4 et 5.

Le chapitre 4 constitue le noyau dur de cette thèse, il s'agit d'une étude observationnelle dans l'infrarouge proche de la nébuleuse de Kleinmann-Low dans Orion. Plusieurs techniques observationnelles sont combinées dans le but de fournir le plus d'informations possible sur l'excitation du gaz moléculaire tracé par H_2 dans cet environnement, malgré la complexité des processus en oeuvre. On débute par une présentation de la nébuleuse, en particulier de son rôle d'archétype pour tester la modélisation du milieu interstellaire. Ensuite on présente les résultats obtenus directement ou via les modèles sur les grandeurs physiques essentielles caractérisant la nébuleuse. La détermination précise du champ de vitesse interne, la température et le degré d'excitation du gaz, la densité, le champ magnétique dans le milieu sont les

principaux points d'intérêt de cette étude. Plusieurs de ces paramètres sont obtenus grâce aux modèles décrits dans le chapitre 3, une discussion les impliquant est effectuée dans la partie finale du chapitre. En conclusion on regroupe tous les résultats observationnels et théoriques obtenus de façon à décrire de manière fine le milieu et à améliorer la connaissance des processus à l'oeuvre dans la nébuleuse. Une discussion sur les problèmes d'interprétation rencontrés et la manière éventuelle de les résoudre clôt ce chapitre.

Une autre étude observationnelle est présentée dans le chapitre 5, relative à la région HII compacte N88A dans le petit nuage de Magellan. La combinaison de résultats obtenus en imagerie et en spectroscopie permet de confirmer d'une part la présence massive d'émission d'hydrogène moléculaire dans la région, d'autre part l'hypothèse de l'émission par une région PDR vue par la tranche. Une discussion sur l'extinction dans la nébuleuse est présentée en préambule à une modélisation basée sur les raies rovibrationnelles de H_2 . Les propriétés physiques les plus plausibles de la région PDR détectée sont présentées et discutées. L'étude sur N88A complète l'étude galactique menée dans Orion par un point de vue extragalactique, toujours utile du fait des différences de métallicité mises en jeu.

Les conclusions et les perspectives de cette thèse sont présentées dans le chapitre 6.

Chapitre 2

Physique et astrophysique de l'hydrogène moléculaire

2.1 Propriétés quantiques : niveaux d'énergie et règles de sélection

2.1.1 Fonction d'onde et règles de sélection

La résolution de l'équation de Schrödinger dans le cas de la molécule d'hydrogène met en évidence les degrés de liberté électroniques, de vibration et de rotation. On peut montrer (théorie de Hitler-London de la molécule H_2 , voir Bransden & Joachain (1983)) que les nombres quantiques définissant complètement un état de la molécule peuvent être choisis de la façon suivante :

- Un nombre quantique orbital L
- Un nombre quantique magnétique associé M_L
- Un nombre quantique v associé à la vibration le long de l'axe inter-nucléaire
- Un nombre quantique J associé à la rotation autour de l'axe inter-nucléaire
- Un nombre quantique de spin électronique S
- Un nombre quantique de spin nucléaire N

En ce qui concerne les degrés de liberté électroniques, les termes spectraux sont de la forme $P^{2S+1}\Lambda_{g/u}^{+/-}$, Λ est la projection du moment cinétique orbital de la molécule sur l'axe inter-nucléaire : $\Lambda=|M_L|$. Les exposants + et - font référence à la parité de la fonction d'onde de la molécule par rapport à un plan contenant l'axe inter-nucléaire, le signe + indiquant que la fonction d'onde est paire et le signe - qu'elle est impaire lors de cette transformation. Cette symétrie n'a de sens que lorsque la projection du moment orbital sur l'axe inter-nucléaire est nulle (états Σ), du fait des deux orientations possibles de cette projection dans le cas contraire (états Π , Δ ...). Les indices g et u désignent les états "gerade" et "ungerade" respectivement. Ils font référence à la parité de la fonction d'onde pour la symétrie par rapport au centre du segment reliant les deux noyaux. Cette notion n'a de sens que dans le cas de molécules homonucléaires ; un "g" indique que la fonction d'onde est paire et un "u" qu'elle est impaire lors de cette transformation.

Pour la molécule H_2 , l'état fondamental électronique a pour terme spectral $X^1\Sigma_g^+$, le préfixe X indiquant toujours par convention qu'il s'agit de l'état fondamental, les niveaux excités sont ensuite notés B, C, D... (l'ordre alphabétique ne reflétant pas toujours les énergies). Le premier niveau électronique excité a pour terme spectral $B^1\Sigma_u^+$ et le second $C^1\Pi_u$, tel qu'indiqué dans la figure 2.1.

En mécanique quantique la fonction d'onde totale ψ de la molécule est le produit de :

- La fonction d'onde nucléaire de spin χ_N

- La fonction d’onde vibrationnelle ϕ_v
 - La fonction d’onde rotationnelle $\phi_{J,M_L,\Lambda}$
 - La fonction d’onde de spin électronique χ_{el}
 - La fonction d’onde orbitale électronique ϕ_{el}
- Ces fonctions sont choisies de façon à former :

$$\psi = \phi_{el} \chi_{el} R^{-1} \phi_v \chi_N \phi_{J,M,\Lambda} \quad (2.1)$$

où R est la distance inter-nucléaire (vecteur associé \vec{R}).

Du fait de la composition du noyau de la molécule (deux fermions), la fonction d’onde totale doit être antisymétrique lors de l’échange des deux protons le constituant (tout comme pour les électrons), ce qui correspond à la transformation $\vec{R} \rightarrow -\vec{R}$. En oubliant la fonction χ_N pour l’instant, la fonction d’onde vibrationnelle ϕ_v ne dépend que du module de \vec{R} : elle est donc invariante lors de la transformation $\vec{R} \rightarrow -\vec{R}$. La fonction χ_{el} ne dépend évidemment pas des coordonnées nucléaires et est donc également invariante. En ce qui concerne la fonction $\phi_{J,M_L,\Lambda}$, sa symétrie pour cette opération est donnée par la parité de J : antisymétrique dans le cas où J est impair et symétrique si J est pair. Enfin, il est facile de relier la symétrie de ϕ_{el} à la définition des états +, - et g, u. L’échange des deux noyaux est en effet équivalent à une rotation de π (autour de l’axe normal au plan définissant les états + et -) suivie d’une réflexion par rapport à ce même plan et enfin d’une inversion $\vec{r}' \rightarrow -\vec{r}'$, \vec{r}' désignant les coordonnées des électrons. Pour un état +, g ou -, u le signe sera conservé dans l’opération alors que pour un état +, u ou -, g le signe sera modifié. Par conséquent la fonction ϕ_{el} est symétrique lors de l’échange $\vec{R} \rightarrow -\vec{R}$ si l’état est +, g ou -, u et antisymétrique sinon.

Venons-en maintenant au spin nucléaire N, il peut prendre les valeurs 0 ou 1 du fait de la présence de deux protons, si N=0 on a l’état singulet de spin *antisymétrique* :

$$|\chi_N >_{sing.} = \frac{|\phi_{+ >1} \phi_{- >2} - |\phi_{+ >2} \phi_{- >1}}{\sqrt{2}} \quad (2.2)$$

et si N=1 on a l’état triplet de spin *symétrique* :

$$|\chi_N >_{tripl.} = \begin{cases} \frac{|\phi_{+ >1} \phi_{- >2} + |\phi_{+ >2} \phi_{- >1}}{\sqrt{2}} \\ |\phi_{+ >1} \phi_{- >2} \\ |\phi_{+ >2} \phi_{- >1} \end{cases} \quad (2.3)$$

où $|\phi_{- >}$ et $|\phi_{+ >}$ sont les fonctions de spin individuelles, les indices 1 et 2 désignant les deux protons.

Lorsque N=0 la molécule est dans un état *para*, N=1 correspondant à un état *ortho*. Cette définition des états ortho et para est la plus logique, une transition de l’un à l’autre état ne pouvant résulter que d’un changement (peu probable, sauf à invoquer des processus collisionnels) du spin dans le noyau de la molécule. Il est possible de déduire une contrainte sur J d’après ce qui a été dit plus haut, la fonction d’onde totale devant être antisymétrique lors de l’échange des deux protons. Plaçons-nous dans l’état fondamental électronique $X^1\Sigma_g^+$, dans cet état la fonction ϕ_{el} est symétrique lors de l’échange des protons ; si on est dans l’état symétrique de spin il faut que la fonction $\phi_{J,M_L,\Lambda}$ soit antisymétrique, de façon à avoir la bonne symétrie pour ψ , donc J doit être impair. Inversement si on est dans l’état antisymétrique de spin la fonction $\phi_{J,M_L,\Lambda}$ doit être symétrique, J doit être pair. En résumé, *dans l’état électronique fondamental* :

- Un état para de la molécule correspond à l’état singulet de spin nucléaire N=0 et à des valeurs paires du nombre quantique de rotation J

- Un état ortho de la molécule correspond à l'état triplet de spin nucléaire $N=1$ et à des valeurs impaires du nombre quantique de rotation J

Pour les états électroniques excités (non étudiés dans ce travail de thèse), on pourra se ramener par exemple à la thèse de F. Le Petit ou directement à Bransden & Joachain (1983). Disons simplement que les règles générales énoncées précédemment restent valables, le fait d'être dans un état $g, u, +$ ou $-$ régissant fortement les règles de sélection et donc la définition des états ortho et para.

La notion de molécules ortho et para est courante, mais dans le cas de l'hydrogène moléculaire elle prend une importance particulière : les transitions vérifiant $\Delta J = \pm 1$ étant fortement interdites (voir section suivante) il n'est pas possible pour la molécule de passer d'un état à l'autre, la parité de J devant être conservée. Les deux états peuvent donc être vus comme deux espèces moléculaires à part entière. Il est cependant possible de passer d'un état ortho à un état para à condition que la molécule change de spin nucléaire (voir chapitre 3).

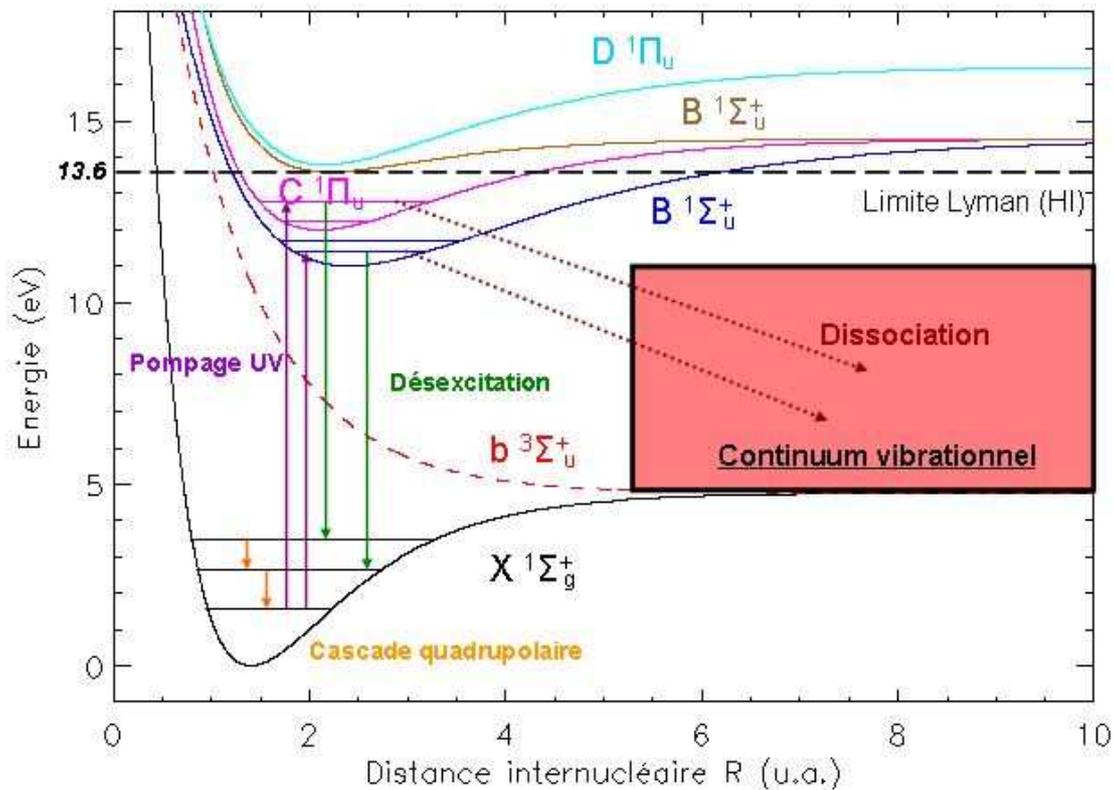


FIG. 2.1 – Niveaux d'énergie électroniques de la molécule H_2 et effets physiques associés.

2.1.2 Forces de transition

Les transitions entre états rotationnels ou vibrationnels sont régies par l'opérateur moment dipolaire \mathbf{D} de la molécule, l'intensité de ces transitions dépend des éléments de matrice entre états a et b : $\langle \psi_a | \mathbf{D} | \psi_b \rangle$. Dans le cas de H_2 et pour des transitions entre niveaux se situant dans le même état électronique les éléments de matrice correspondants sont tous nuls, puisque vibration et rotation n'affectent pas

la symétrie de la molécule. Les molécules homonucléaires telles que H_2 n'ont donc pas à proprement parler de transitions purement rotationnelles, vibrationnelles ou rovibrationnelles. Les transitions dites dipolaires électriques sont par conséquent interdites (la molécule est cependant polarisable avec $\alpha = 7.9 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^{-3}$), cela traduit le fait que la molécule n'a pas de moment dipolaire permanent. Il faut alors regarder les effets du deuxième ordre et on est amené à définir un opérateur moment quadrupolaire \mathbf{Q} . Cet opérateur est défini précisément par :

$$Q(R) = \frac{1}{2} \langle \phi_{el} | \sum_i r_i^2 (3 \cos^2 \theta - 1) | \phi_{el} \rangle \quad (2.4)$$

r_i désignant les coordonnées des électrons et θ l'angle polaire standard en théorie moléculaire.

De fait les transitions les plus probables deviennent les transitions dites quadrupolaires électriques, beaucoup plus faibles que leurs homologues dipolaires. Le coefficient de désexcitation spontanée d'Einstein entre niveaux caractérisés par les nombres quantiques v_1, J_1 (niveau supérieur) et v_2, J_2 (niveau inférieur), $A_{v_1, J_1 \rightarrow v_2, J_2}$, est calculé à partir de l'opérateur moment quadrupolaire \mathbf{Q} suivant la relation :

$$A_{v_1, J_1 \rightarrow v_2, J_2} = \frac{\alpha^5}{15} (E_{v_1, J_1} - E_{v_2, J_2})^5 f(J_1, J_2) | \langle \psi_1 | Q(R) | \psi_2 \rangle |^2 \quad (2.5)$$

en unités atomiques, expression évidemment uniquement valable pour les transitions *quadrupolaires*. Les énergies des niveaux sont notées E_{v_1, J_1} et E_{v_2, J_2} et les fonctions d'onde associées ψ_1 et ψ_2 , α est la constante de structure fine et $f(J_1, J_2)$ est dénommé rapport de branchement de la transition.

Ce rapport s'exprime sous la forme d'un coefficient de Wigner $3j$, pour les transitions qui nous intéressent ici on peut les exprimer relativement facilement (Abgrall et al. 1997). On a en posant $\Delta J = J_2 - J_1$:

$$f(J_1, J_2) = \frac{3(J_1 + 1)(J_1 + 2)}{2(2J_1 + 3)} \text{ si } \Delta J = 2 \quad (2.6)$$

$$f(J_1, J_2) = \frac{J_1(J_1 + 1)(2J_1 + 1)}{(2J_1 - 1)(2J_1 + 3)} \text{ si } \Delta J = 0 \quad (2.7)$$

$$f(J_1, J_2) = \frac{3J_1(J_1 - 1)}{2(2J_1 - 1)} \text{ si } \Delta J = -2 \quad (2.8)$$

Les règles de sélection associées ne sont plus dans ce cas $\Delta J = \pm 1$, caractéristiques des molécules polaires, mais (toujours dans l'état X) :

- $\Delta J = 0$
- $\Delta J = 2$
- $\Delta J = -2$

Il convient d'insister sur le fait que ces règles de sélection ne s'appliquent que pour des transitions dans l'état électronique fondamental $X^1\Sigma_g^+$. Si on s'intéresse à des transitions entre états électroniques, la symétrie de la fonction d'onde associée peut être modifiée et les règles de sélection en seront alors changées.

Les raies rovibrationnelles de H_2 obéissent à une nomenclature qu'il est bon de connaître pour la suite de l'exposé. J_1 désignant toujours le nombre quantique de rotation du niveau supérieur de la transition, J_2 celui du niveau inférieur et $\Delta J = J_2 - J_1$:

- Une transition vérifiant $\Delta J = 2$ est dite de la branche O
- Une transition vérifiant $\Delta J = 0$ est dite de la branche Q
- Une transition vérifiant $\Delta J = -2$ est dite de la branche S

On ajoute à cette nomenclature les branches P si $\Delta J=1$ et R si $\Delta J=-1$, ces branches n'entrant en jeu que pour les transitions entre états électroniques de H_2 et pour les molécules polaires telles que HD. En ce qui concerne les transitions électroniques, la bande dite de Lyman de H_2 correspond à celles entre états $2p\sigma B^1\Sigma_u^+$ et $X^1\Sigma_g^+$ et la bande dite de de Werner à celles entre états $2p\pi C^1\Pi_u$ et $X^1\Sigma_g^+$.

Remarque : des rapports ortho-para anormaux ont été détectés par le satellite ISO, ce qui a pu laisser penser que les transitions 0-0 R(0) et 0-0 R(1) à 42 et 84 μm pouvaient exister dans la molécule (Habart et al. 2003). Aucune confirmation n'a pu être donnée à cette hypothèse, de telles transitions nécessiteraient de par leur faible intensité intrinsèque d'énormes densités de colonne pour être détectées.

La table 2.1 présente les longueurs d'onde et coefficients de désexcitation spontanée pour les transitions rovibrationnelles de H_2 les plus intenses en bande K.

Raie	L. d'onde	Coeff. d'Einstein	Raie	L. d'onde	Coeff. d'Einstein
2-1 S(7)	1.8523	$3.41546 \cdot 10^{-7}$	9-7 Q(2)	2.0835	$8.64832 \cdot 10^{-7}$
6-4 O(5)	1.8665	$7.28703 \cdot 10^{-7}$	9-7 Q(3)	2.1001	$7.84379 \cdot 10^{-7}$
7-5 O(3)	1.8721	$1.58357 \cdot 10^{-6}$	7-5 O(6)	2.1084	$6.44694 \cdot 10^{-7}$
9-7 S(3)	1.8775	$8.34411 \cdot 10^{-7}$	8-6 O(4)	2.1210	$1.15741 \cdot 10^{-6}$
8-6 Q(1)	1.8815	$1.45503 \cdot 10^{-6}$	1-0 S(1)	2.1212544	$3.48101 \cdot 10^{-7}$
5-3 O(7)	1.8822	$3.00599 \cdot 10^{-7}$	3-2 S(4)	2.1274	$5.26083 \cdot 10^{-7}$
8-6 Q(2)	1.8901	$1.02577 \cdot 10^{-6}$	2-1 S(2)	2.1536	$5.61406 \cdot 10^{-7}$
1-0 S(4)	1.8914	$4.20294 \cdot 10^{-7}$	9-7 O(2)	2.1721	$2.71144 \cdot 10^{-6}$
2-1 S(6)	1.8942	$4.32747 \cdot 10^{-7}$	3-2 S(3)	2.2008	$5.66690 \cdot 10^{-7}$
8-6 Q(3)	1.9030	$9.38441 \cdot 10^{-7}$	8-6 O(5)	2.2101	$8.83215 \cdot 10^{-7}$
8-6 Q(4)	1.9205	$8.89489 \cdot 10^{-7}$	1-0 S(0)	2.2226833	$2.53400 \cdot 10^{-7}$
12-9 Q(1)	1.9396	$7.77990 \cdot 10^{-7}$	2-1 S(1)	2.2471	$4.99190 \cdot 10^{-7}$
9-7 S(1)	1.9424	$8.33917 \cdot 10^{-7}$	9-7 O(3)	2.2530	$1.43068 \cdot 10^{-6}$
8-6 Q(5)	1.9427	$8.47830 \cdot 10^{-7}$	3-2 S(2)	2.2864	$5.66955 \cdot 10^{-7}$
7-5 O(4)	1.9429	$1.12632 \cdot 10^{-6}$	10-8 Q(1)	2.3218	$8.79979 \cdot 10^{-7}$
6-4 O(6)	1.9440	$5.45181 \cdot 10^{-7}$	4-3 S(3)	2.3439	$4.59722 \cdot 10^{-7}$
2-1 S(5)	1.9443	$5.08120 \cdot 10^{-7}$	9-7 O(4)	2.3449	$1.04869 \cdot 10^{-6}$
1-0 S(3)	1.9570243	$4.22053 \cdot 10^{-7}$	2-1 S(0)	2.3550	$3.69356 \cdot 10^{-7}$
8-6 O(2)	1.9702	$3.08934 \cdot 10^{-6}$	3-2 S(1)	2.3858	$5.16715 \cdot 10^{-7}$
9-7 S(0)	1.9868	$6.56315 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(1)	2.4059349	$4.30133 \cdot 10^{-7}$
2-1 S(4)	2.0035	$5.59119 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(2)	2.4127801	$3.03916 \cdot 10^{-7}$
7-5 O(5)	2.0215	$8.47239 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(3)	2.4230678	$2.79037 \cdot 10^{-7}$
6-4 O(7)	2.0291	$4.07361 \cdot 10^{-7}$	4-3 S(2)	2.4349	$4.79465 \cdot 10^{-7}$
1-0 S(2)	2.0332026	$3.99408 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(4)	2.436824	$2.65887 \cdot 10^{-7}$
8-6 O(3)	2.0412	$1.60186 \cdot 10^{-6}$	9-7 O(5)	2.4486	$8.09442 \cdot 10^{-7}$
3-2 S(5)	2.0650	$4.53922 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(5)	2.4541	$2.55333 \cdot 10^{-7}$
12-9 O(3)	2.0694	$8.98522 \cdot 10^{-7}$	1-0 Q(6)	2.4749	$2.45168 \cdot 10^{-6}$
9-7 Q(1)	2.0726	$1.23370 \cdot 10^{-6}$	1-0 Q(7)	2.4993	$2.34671 \cdot 10^{-7}$
2-1 S(3)	2.0729	$5.78822 \cdot 10^{-7}$			

TAB. 2.1 – Longueurs d'onde (en μm dans l'air) et coefficients d'Einstein A (en s^{-1}) pour les transitions rovibrationnelles les plus intenses de H_2 en bande K. Les longueurs d'onde proviennent de Black & van Dishoeck (1987), les coefficients d'Einstein sont tirés de Wolniewicz et al. (1998).

2.1.3 Energies de vibration et rotation

Le nombre quantique de vibration v définit les niveaux d'énergie de la molécule E_v selon la relation de l'oscillateur harmonique :

$$E_v = E_0\left(\frac{1}{2} + v\right) \quad (2.9)$$

où v peut prendre toutes les valeurs entières strictement positives ou nulles. Cette formule simple doit être complétée par l'inclusion des termes anharmoniques d'ordre supérieur, l'expression de l'énergie devenant alors :

$$E_v = E_0\left(\frac{1}{2} + v\right) - E_1\left(\frac{1}{2} + v\right)^2 + E_2\left(\frac{1}{2} + v\right)^3 - \dots \quad (2.10)$$

Pour la molécule d'hydrogène on a $E_0 = 6336.2 \text{ K}$ ($= 0.546 \text{ eV} = 8.74 \cdot 10^{-20} \text{ J}$), $E_1 = 174.54 \text{ K}$ ($= 1.504 \cdot 10^{-2} \text{ eV} = 2.41 \cdot 10^{-21} \text{ J}$), $E_2 = 1.166 \text{ K}$ ($= 1.005 \cdot 10^{-4} \text{ eV} = 1.61 \cdot 10^{-23} \text{ J}$).

Le plus souvent on choisit d'attribuer par convention l'énergie zéro à l'état $v=0, J=0$ plutôt que de choisir cette énergie de point zéro au fond du puits de potentiel de l'état fondamental électronique (voir figure 2.2). Ce choix est logique compte tenu du fait que la plus faible énergie pouvant être acquise par la molécule correspond aux nombres quantiques $v=0, J=0$, par voie de conséquence les termes en $1/2$ dans l'équation 2.10 sont en général omis.

En ce qui concerne la rotation, le nombre quantique est J et la quantification de l'énergie E_J se fait au premier ordre selon : $E_J = B_r J(J+1)$. B_r est la constante de rotation de la molécule et a pour définition $B_r = \frac{\hbar^2}{2I}$, I étant le moment d'inertie de la molécule et \hbar étant la constante de Planck réduite. La constante de rotation B_r est égale à 85.33 K ($= 0.00735 \text{ eV} = 1.178 \cdot 10^{-21} \text{ J}$) pour l'hydrogène moléculaire, le moment d'inertie I valant $4.729 \cdot 10^{-48} \text{ kg.m}^2$. La molécule HD a une masse légèrement supérieure et donc une constante de rotation plus faible $B_r=64.3 \text{ K}$. L'énergie d'une transition quadrupolaire entre les niveaux rotationnels J et $J+2$ est égale à :

$$E_{J+2,J} = 2B_r(2J+3) \quad (2.11)$$

alors qu'elle est de $2B_r(J+1)$ pour une hypothétique transition dipolaire entre les niveaux J et $J+1$, cette différence d'énergie par rapport à une molécule polaire a une conséquence importante sur le domaine de longueur d'onde de ces transitions. La transition de plus faible énergie (donc de plus grande longueur d'onde) est celle reliant les états $v=0, J=0$ et $v=0, J=2$: la différence d'énergie est de 509.850 K (voir table 2.2) et la longueur d'onde associée est de $28.2 \mu\text{m}$. Les longueurs d'onde les plus élevées pour la molécule H_2 n'atteignent donc pas le domaine sub-millimétrique, au contraire de celles des molécules ayant un moment dipolaire permanent.

Les degrés de liberté de vibration et rotation ne peuvent en général être considérés comme découplés, d'où l'introduction d'une correction négative dite de distorsion centrifuge égale à $-D_r J^2(J+1)^2$. L'énergie rotationnelle utilisée en général s'écrit donc :

$$E_J = B_r J(J+1) - D_r J^2(J+1)^2 \quad (2.12)$$

avec $D_r = 6.78 \cdot 10^{-2} \text{ K}$ ($= 5.84 \cdot 10^{-6} \text{ eV} = 9.35 \cdot 10^{-25} \text{ J}$) pour H_2 . La table 2.2 regroupe les énergies des niveaux rotationnels de la molécule dans l'état électronique fondamental.

Quelques chiffres importants pour terminer, la photoionisation de la molécule se produit pour des énergies de photons supérieures à 15.6 eV . La photodissociation directe se produit à partir de 14.8 eV (même si ce n'est pas le mécanisme habituel, voir section suivante), enfin l'énergie de liaison de la molécule vaut 4.48 eV .

2.2 Transfert de rayonnement impliquant H₂ et effets associés

On vient de voir que les transitions les plus probables sont de nature quadrupolaire, donc intrinsèquement faibles. La détection de telles transitions est possible uniquement grâce aux fortes densités de colonne de H₂ présentes dans les nuages moléculaires.

Du fait de cette abondance élevée dans les nuages moléculaires, la molécule H₂ possède d'intéressantes propriétés d'*autoprotection*. Typiquement une couche d'hydrogène moléculaire de densité de colonne 10²⁰ cm⁻² est suffisante pour produire une atténuation pratiquement totale du rayonnement UV standard (Lequeux 2002). Cette autoprotection s'ajoute au fait que l'hydrogène atomique est ionisé pour des rayonnements d'énergie plus faible que celle nécessaire pour dissocier la molécule H₂ (13.6 eV à comparer à 14.7 eV), par conséquent la molécule est protégée par HI. Une autre conséquence importante de cette valeur élevée de l'énergie de dissociation est le fait que H₂ est présente dans le milieu alors que les autres molécules comme CO ont déjà été dissociées.

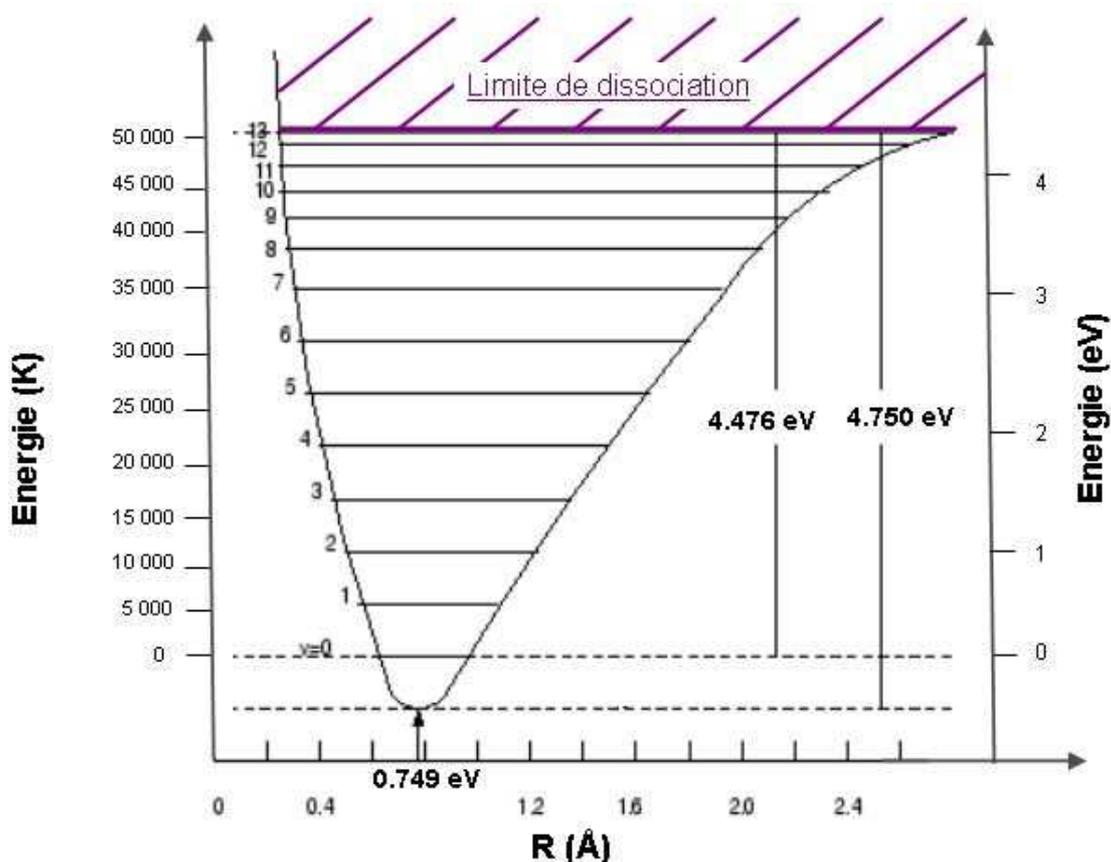


FIG. 2.2 – Niveaux de vibration se situant dans l'état fondamental électronique $X^1\Sigma_g^+$ de H₂.

Les transitions rotationnelles de H₂ sont des transitions quadrupolaires interdites, elles sont donc caractérisées par des coefficients d'Einstein A faibles (environ 10⁻⁶ s⁻¹) comparés à ceux des transitions permises (environ 10⁷ s⁻¹). Comme première conséquence, la largeur naturelle des raies associées est totalement négligeable devant la largeur thermique (Doppler) et l'élargissement par collisions. Les études spectroscopiques mettent souvent en évidence des profils de raies lorentziens, mais ils proviennent de la

$E_{v,J}$ (K)	g_J	v	J	$E_{v,J}$ (K)	g_J	v	J	$E_{v,J}$ (K)	g_J	v	J
0.000	1	0	0	11940.306	25	0	12	19403.453	33	0	16
170.502	9	0	1	12095.238	5	2	2	19434.906	21	2	10
509.850	5	0	2	12550.500	21	2	3	19912.254	13	3	6
1015.153	21	0	3	12817.518	57	1	9	20717.855	29	1	14
1681.678	9	0	4	13150.723	9	2	4	20853.826	69	2	11
2503.870	33	0	5	13703.177	81	0	13	20856.531	45	3	7
3474.434	13	0	6	13890.700	33	2	5	21411.676	105	0	17
4586.377	45	0	7	14221.112	21	1	10	21911.713	17	3	8
5829.758	17	0	8	14764.143	13	2	6	21942.777	1	4	0
5987.124	1	1	0	15540.247	29	0	14	22080.041	9	4	1
6149.208	9	1	1	15722.289	69	1	11	22353.262	5	4	2
6471.607	5	1	2	15763.382	45	2	7	22355.348	25	2	12
6951.587	21	1	3	16880.549	17	2	8	22517.115	93	1	15
7196.995	57	0	9	16952.836	1	3	0	22759.832	21	4	3
7584.601	9	1	4	17098.373	9	3	1	23069.986	57	3	9
8365.297	33	1	5	17311.221	25	1	12	23295.639	9	4	4
8677.322	21	0	10	17387.795	5	3	2	23459.896	37	0	18
9286.624	13	1	6	17443.910	93	0	15	23930.797	81	2	13
10261.792	69	0	11	17818.695	21	3	3	23955.805	33	4	5
10341.518	45	1	7	18107.412	57	2	9	24322.619	21	3	10
11521.835	17	1	8	18386.518	9	3	4	24368.402	33	1	16
11635.733	1	2	0	18979.717	81	1	13	24734.037	13	4	6
11789.515	9	2	1	19086.494	33	3	5				

TAB. 2.2 – Niveaux d'énergie, degrés de dégénérescence et nombres quantiques des niveaux d'énergie rovibrationnels de H₂ dans le domaine d'énergie 0-25000 K (dans l'état électronique fondamental X). D'après Herzberg (1970).

convolution par le profil instrumental.

Du fait des très faibles valeurs des coefficients de désexcitation radiative (de l'ordre de 10^{-7} s^{-1}) l'épaisseur optique dans les raies reste toujours relativement faible comme le montre le calcul suivant de l'expression du coefficient d'absorption K_ν pour une transition du niveau j au niveau i :

$$K_\nu = A_{ji} \frac{g_j}{g_i} \frac{c^2}{8\pi h \nu^3} h \nu N_i \phi_\nu [1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}}] \quad (2.13)$$

$$= 1.57 \cdot 10^{-51} \frac{g_j}{g_i} A_{ji} N_i \phi_\nu \frac{[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_{ex}}}]}{(h\nu)^2} \quad (m^{-1}) \quad (2.14)$$

où A_{ji} est le coefficient d'émission spontanée entre les deux niveaux, g_j et g_i les dégénérescences de ces niveaux, ν la fréquence de la transition, ϕ_ν le profil de raie, T_{ex} la température d'excitation et N_i la densité de colonne du niveau supérieur. Toutes les grandeurs sont prises dans le système SI. Pour fixer les idées, choisissons un profil de raie purement gaussien :

$$\phi_\nu = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} e^{-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}} \quad (2.15)$$

ν_0 est la fréquence centrale de la raie et $\Delta\nu_D$ sa largeur Doppler. L'épaisseur optique étant maximale au centre de la raie, on a comme valeur maximale de K_ν :

$$K_{\nu_0} = 1.57 \cdot 10^{-51} \frac{g_j}{g_i} \frac{A_{ji}}{\frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}} N_i \frac{[1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT_{ex}}}]}{(h\nu_0)^2} \quad (2.16)$$

avec T la température cinétique et m la masse de la molécule considérée.

Un exemple pour illustrer numériquement cette relation : pour la raie 0-0 S(0) (donc purement rotationnelle) à $28.21 \mu\text{m}$, on obtient la relation numérique :

$$K_{\nu_0} = 4.05 \cdot 10^{-28} \frac{N_i}{\sqrt{T(K)}} [1 - e^{-\frac{510}{T_{ex}(K)}}] \quad (2.17)$$

Il suffit enfin de choisir des valeurs habituelles pour T , T_{ex} et N_i . Pour les transitions rotationnelles de H_2 dans l'état vibrationnel $v=0$ on a $T_{ex}=800 \text{ K}$ (Dalgarno 2001), le milieu doit être à des températures de quelques centaines de K pour que le niveau supérieur soit peuplé et on prendra ici $T=500 \text{ K}$. Enfin la densité de colonne de H_2 dans les milieux denses peut atteindre 10^{22} cm^{-2} , mais la densité de colonne dans le niveau $v=0, J=2$ est inférieure d'un facteur 3 environ à 500 K .

En portant ces valeurs dans la relation 2.17 on vérifie facilement que la transition associée est optiquement mince, ce résultat est général pour les transitions entre niveaux rovibrationnels de H_2 dans le milieu interstellaire.

On peut donc éviter dans le cas de H_2 des études de type LVG (Large Velocity Gradients) habituelles lorsqu'on détecte par exemple du CO dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique.

Les raies peuvent donc toujours être considérées comme optiquement minces et par conséquent les populations des niveaux supérieurs v', J' $N_{v', J'}$ se déduisent simplement à partir de la relation :

$$N_{v', J'} = \frac{4\pi \lambda_{v', J' \rightarrow v'', J''} I}{hc A_{v', J' \rightarrow v'', J''}} 10^{0.4 A_\lambda} \quad (2.18)$$

Le niveau supérieur étant v', J' et le niveau inférieur v'', J'' . A_λ est l'extinction (exprimée en magnitudes) à la longueur d'onde considérée.

Du fait de son abondance importante l'hydrogène moléculaire peut être un refroidisseur essentiel dans certains nuages moléculaires. Une limitation importante de ce rôle tient au fait qu'il n'est efficace qu'à des températures supérieures à quelques centaines de Kelvin. Le mécanisme de refroidissement radiatif suppose que les niveaux d'énergie de la molécule soient peuplés par collisions pour agir, en effet dans le cas de l'hydrogène moléculaire c'est le niveau $v=0, J=2$ à 510 K qui doit se désexciter vers le fondamental ($v=0, J=1$ ne peut se désexciter du fait des règles de sélection). Par conséquent aux températures caractéristiques des nuages moléculaires (moins de 100 K) il n'y a pas de refroidissement par H_2 et il faut se tourner vers des molécules telles que CO (Bayet et al. 2004), NH_3 (Huttemeister et al. 1993), N_2H^+ (Tatematsu et al. 2004)... Par contre, lorsque la température croît du fait d'un agent extérieur, tel qu'une onde de choc consécutive par exemple à la formation stellaire, l'excitation des niveaux vibrationnels est possible. L'hydrogène moléculaire est donc un refroidisseur extrêmement efficace des nuages moléculaires "chauds".

L'énergie de liaison de la molécule est de 4.48 eV. Sa dissociation peut intervenir lorsque dans un premier temps un photon ultraviolet a été absorbé et a amené la molécule dans un état électronique excité. Lorsque la désexcitation survient il y a une probabilité d'environ 11 % (Dalgarno & Stephens 1970, Abgrall et al. 1997) pour que la molécule se retrouve dans le continuum vibrationnel comme montré dans la figure... Dans ce cas il y a dissociation, sinon la molécule revient dans l'état fondamental électronique *mais* en général dans un niveau rovibrationnel excité. La molécule se désexcite ensuite vers le fondamental rovibrationnel en émettant une série de photons dans l'infrarouge : c'est la *fluorescence*.

2.3 Observations et observabilité de la molécule

Depuis les observations réalisées par le satellite UV Copernicus (1972-1981) (Spitzer & Jenkins 1975), la présence de grandes quantités de gaz interstellaire moléculaire s'est largement vérifiée (Jura 1974), avec des travaux pionniers sur la possibilité de détecter cette composante (Field 1966). Ces détections étaient en contradiction avec l'idée alors répandue que les conditions régnant dans le milieu interstellaire n'étaient pas propices à la survie des molécules.

La molécule la plus abondante est très largement l'hydrogène moléculaire H_2 . Cependant il convient de souligner la diversité des conditions régnant dans le milieu interstellaire, toutes n'étant pas propices à la présence de gaz moléculaire. En ce qui concerne spécifiquement l'espèce H_2 , les nuages moléculaires denses sont l'environnement parfait pour son étude : les densités élevées du gaz (de 10^3 à 10^9 cm^{-3}) permettent au processus de formation de H_2 sur les grains d'être particulièrement efficace. La forte concentration en poussières interstellaires permet au champ de radiation UV d'être suffisamment faible (une limite supérieure acceptable est $10^{-10} \chi$, χ étant le champ de radiation interstellaire standard de Draine (Draine 1978)) pour éviter la photodissociation de la molécule. Rappelons que dans notre galaxie l'abondance de la poussière croît avec celle du gaz moléculaire.

On a vu que, compte tenu de l'absence de moment dipolaire permanent pour la molécule H_2 , aucune transition n'existe dans les domaines sub-millimétrique et millimétrique. L'hydrogène moléculaire est donc invisible aux radiotélescopes et trouve dans les grands télescopes optiques, tels que le VLT, ainsi que dans les satellites opérant dans l'IR moyen et lointain (IRAS, ISO, Spitzer, Astro-F, Herschel...) les instruments nécessaires à sa caractérisation rovibrationnelle.

L'hydrogène moléculaire et ses isotopes HD et D_2 sont les molécules les plus légères existant dans la nature. H_2 est la plus abondante dans le milieu interstellaire, HD est une molécule relativement abondante qui est souvent utilisée comme traceur du deutérium dans l'univers. La présence massive de ces espèces est le fruit des abondances primordiales élevées de H et D. H_2 est par conséquent un partenaire privilégié de collision dans les nuages moléculaires.

2.3.1 Formation de la molécule

Il est aujourd'hui largement accepté que la molécule H_2 se forme à la surface des grains de poussière interstellaire (Hollenbach & Salpeter 1971), alors que les processus de chimie en phase gazeuse peuvent rendre compte des abondances de la plupart des autres molécules (Aikawa et al. 2001). C'est en fait par élimination successive des autres mécanismes de formation possibles que cette conclusion s'est imposée, à savoir :

- La réaction directe d'association H-H en phase gazeuse est interdite, la formation de la molécule nécessitant une perte d'énergie de l'ensemble et cette perte ne pouvant se produire par rayonnement (association radiative) (Gould & Salpeter 1963).
- Cette perte d'énergie peut se faire grâce à un troisième corps présent lors de l'interaction, mais la probabilité d'une réaction à 3 corps est pratiquement nulle dans le milieu interstellaire en raison des faibles densités mises en jeu. Il faut cependant noter que des réactions à 3 corps peuvent être invoquées pour expliquer la formation de H_2 dans l'univers primordial (Palla et al. 1983).
- On peut envisager des réactions du type $XH+H \rightarrow X + H_2$ incluant un atome X, mais la densité des molécules XH est sans doute trop faible pour que le processus soit efficace.
- Enfin, la réaction mettant en jeu l'ion H^- est prometteuse, mais elle n'est efficace que si l'abondance des électrons est de l'ordre de celle de l'hydrogène atomique.

Lorsque l'on traite la formation des molécules sur les grains, la répartition d'énergie dans la molécule désorbée est d'une importance primordiale. L'énergie de désorption est distribuée en partie à la surface du grain, en partie en tant qu'énergie cinétique de la molécule, la fraction restante allant aux degrés de liberté internes (électronique, vibration, rotation).

Des modèles actuels (Takahashi 1999) prévoient une molécule vibrationnellement chaude ($v=6$) et rotationnellement froide ($J=0,1$), tandis que d'autres font plutôt état d'une excitation vibrationnelle raisonnable ($v=0$ ou $v=1$). Cependant aucune conclusion définitive n'a encore été établie malgré les nombreux travaux

- théoriques (Cazaux & Tielens 2004, thèse de S. Morisset)
- expérimentaux (Vidali & Pirronello 98, thèse de S. Baouche)
- observationnels (Le Bourlot et al. 95). Cette méthode est bien adaptée aux nuages denses où le taux de formation de la molécule est égal au taux de destruction. Il est en théorie également possible d'avoir des estimations dans les chocs dissociatifs où la formation domine l'émission de la molécule (voir chapitre 3).

effectués. La principale inconnue dans ces travaux est la composition précise des grains, de plus fortement variable suivant l'environnement que l'on considère. Pour l'instant seuls des substrats simples, tels que le carbone amorphe, les silicates ou la glace d'eau amorphe (ie. sans structure cristalline) ont été considérés.

L'hypothèse de la formation exclusive sur grains est valable dans pratiquement toutes les conditions régnant dans le milieu interstellaire, du fait de la présence généralisée de poussières interstellaires sous diverses formes. Cette hypothèse ne peut cependant être tenue dans le cas d'un univers jeune composé uniquement de H et He, H_2 ne pouvant se former par association radiative à partir de H. Les éléments lourds créés par nucléosynthèse stellaire n'existant pas à ce stade, il n'y a pas non plus de grains, H_2 ne peut donc tout simplement se former (sauf à considérer le collapse de nuages géants d'hydrogène atomique, susceptibles de former les premières étoiles). Le problème est que sans H_2 il n'y a pas de formation stellaire, donc pas d'éléments lourds ni de grains. Cette boucle d'impossibilités est le *problème H_2* . C'est pour résoudre ce problème que l'on a pensé à une formation impliquant l'ion H^- dans cet univers jeune. L'action de l'ion H^- n'est pas limitée à ce cas de figure, elle se manifeste plus généralement lorsque la densité atteint des valeurs suffisantes. Lorsque le milieu interstellaire devient suffisamment

dense on peut donc avoir formation de H_2 en phase gazeuse ; c'est le cas dans les zones fortement comprimées en aval des ondes de choc (voir chapitre 3).

La formation des molécules dans le milieu interstellaire est fortement corrélée à celle de l'hydrogène moléculaire, ce dernier étant le précurseur de toutes les autres molécules ; d'où l'importance d'une parfaite connaissance des processus conduisant à sa formation. Dans les grandes lignes, une fois que la molécule H_2 s'est formée sur les grains l'ion moléculaire H_2^+ est créé par ionisation due aux rayons cosmiques. Ensuite la réaction $H_2 + H_2^+$ donne naissance à l'ion H_3^+ (dominant dans le coeur des nuages moléculaires), cet ion moléculaire induit alors des réactions de transfert de protons créant une chimie riche dans le milieu.

2.3.2 Excitation et désexcitation de H_2 , collisions

On distingue trois modes principaux d'excitation de H_2 résumés ici, la désexcitation étant évidemment liée :

- Excitation radiative. Un photon des bandes de Lyman ou Werner est absorbé et porte la molécule dans un état électronique excité donc de haute énergie, la molécule se désexcite ensuite vers le niveau fondamental électronique, mais pas en général dans l'état fondamental de la molécule (c'est-à-dire le niveau $v=0$ et $J=0$ situé dans l'état électronique fondamental). Un photon UV d'énergie inférieure à celui absorbé est émis, la molécule se désexcite ensuite par une cascade rovibrationnelle prenant place dans l'état électronique fondamental, c'est là que les raies IR sont émises. Le processus complet de désexcitation porte le nom de fluorescence : des photons de longueur d'onde supérieure à celle du photon absorbé sont émis par la molécule. La figure 2.1 illustre le processus.
- Excitation par formation. Lors de la désorption de la molécule sur les grains l'énergie perdue par la paire H-H est redistribuée. D'une part au grain en tant qu'énergie thermique et énergie transmise au réseau cristallin sous forme de phonons, d'autre part à la molécule nouvellement formée sous forme d'énergie cinétique et d'énergie interne (rotation et/ou vibration).
- Excitation par collisions. Pour la décrire il est capital de modéliser les collisions moléculaires et les transferts d'impulsion et énergie associés, en fait il n'est pas nécessaire de décrire précisément toutes les collisions binaires mais pour les espèces abondantes telles que H_2 , H, He c'est indispensable. La description de collisions impliquant du para- H_2 est relativement simple, car on se base sur les analogies existant entre la molécule et l'atome d'hélium. Les résultats obtenus pour ce dernier se transmettent instantanément à condition de tenir compte de la différence de masse réduite dans les calculs. Malheureusement ces résultats ne sont pas applicables à du ortho- H_2 , ceci car la projection du moment cinétique sur l'axe inter-nucléaire est non nulle (voir section 2.1.1).

2.3.3 Détections de la molécule H_2

La molécule H_2 a d'abord été détectée en absorption dans l'ultraviolet (Carruthers 1970), et ensuite en émission dans l'infrarouge proche (Gautier et al. 1976). Mais la prédiction de son existence interstellaire avait été faite dès 1966 (Field et al. 1966).

Détections dans l'UV

Il s'agit évidemment des transitions électroniques de la molécule, celles-ci se répartissent dans la bande de Lyman à 1000 Å et dans la bande de Werner à 1200 Å. Le satellite Copernicus a joué un rôle de pionnier dans cette bande spectrale. Récemment le satellite FUSEa obtenu de fantastiques résultats grâce à une résolution spectrale inégalée (environ 30000). Pour qu'une telle détection soit possible une source

ultraviolette est nécessaire en arrière-plan ; des étoiles de type spectral O et B conviendraient en théorie mais la forte profondeur optique dans les nuages moléculaires dans le domaine UV empêche la détection de telles raies d'absorption. De telles détections sont possibles dans un milieu diffus, par exemple dans des nuages translucides dominés par le rayonnement UV.

Détections dans l'IR

Une détection en émission suppose une excitation thermique des niveaux d'énergie par une source extérieure telle qu'une onde de choc, ou bien un processus de fluorescence possible seulement si le nombre de photons UV est suffisant. La détection concerne ici les transitions entre niveaux rovibrationnels de la molécule. Historiquement les raies associées furent les premières détectées (Gautier et al. 1976). Plus tard les transitions purement rotationnelles furent également observées, en grande partie par le satellite ISO (Infrared Space Observatory) opérant entre 2.4 et 240 μm c'est-à-dire de l'infrarouge proche à l'infrarouge lointain. Les instruments spatiaux ne sont pas le seul moyen efficace de détection des transitions de H_2 dans l'infrarouge : les télescopes terrestres peuvent permettre une étude principalement dans l'infrarouge proche. C'est d'autant plus vrai depuis l'avènement de la classe des 8 mètres associé à la présence de détecteurs performants dans l'infrarouge tels ISAAC et VISIR au VLT. Le principal avantage de ces grands télescopes est une résolution spatiale accrue, la mise en service du système d'optique adaptative NAOS-CONICA au VLT ayant encore accentué cet état de fait. Leur principal inconvénient est l'impossibilité d'avoir accès en général à des longueurs d'onde supérieures à 5 μm en raison de la fin de la fenêtre de visibilité atmosphérique, à l'exception notable des bandes à 10.8 et 21 μm dans l'infrarouge lointain. Il faut signaler que même si les raies de rotation de la molécule sont les cibles privilégiées des observatoires spatiaux, des études des raies 0-0 S(1) et 0-0 S(2) par exemple ont déjà été effectuées du sol (Allers et al. 2004)

Les transitions quadrupolaires de H_2 ont été également détectées en absorption dans le milieu interstellaire (Lacy et al. 1994, Kulesa 2001). L'avantage de ces observations est que l'émission due à la poussière peut permettre de bénéficier d'un objet IR en arrière-plan.

2.3.4 Objets concernés

Du fait de l'énergie élevée des premiers niveaux excités (170 K pour le niveau $v=0, J=1$ et 510 K pour le niveau $v=0, J=2$), H_2 est impossible à détecter en émission dans un milieu dont la température cinétique est nettement inférieure (tel qu'expliqué dans la section 2.2). C'est-à-dire dans la grande majorité des cas rencontrés dans le milieu interstellaire (cœurs denses de nuages moléculaires, nuages sombres sans formation d'étoiles, milieu inter-bras...).

La présence de formation d'étoiles peut dans un certain nombre de cas, dont quelques-uns seront traités dans cette étude, permettre une détection en émission. Dans le cas de proto-étoiles peu massives (T-Tauri), les jets de matière plus ou moins collimatés créent des ondes de choc lors de leur rencontre avec le nuage moléculaire ambiant, ce qui se traduit par l'excitation collisionnelle la molécule. L'émission quadrupolaire qui en résulte peut permettre la détection de la molécule, d'autant plus facilement que cette émission a lieu dans l'IR et bénéficie donc d'une épaisseur optique faible du milieu.

La formation stellaire peut également permettre le pompage UV (ou excitation radiative) des niveaux électroniques excités de H_2 , ceci via l'action du rayonnement FUV (Ultra-Violet lointain) des étoiles jeunes de type spectral O et B. Il est donc nécessaire d'être dans une région de formation d'étoiles *massives* pour pouvoir bénéficier de cet effet, de plus l'extinction ne doit pas atteindre des valeurs trop élevées (supérieures à $A_V=10$) afin que le rayonnement ne soit pas excessivement atténué. L'émission quadrupolaire a ensuite lieu suivant le processus de fluorescence décrit précédemment.

En tenant compte de ces deux conditions, le domaine des objets non détectables en H_2 se réduit, citons par exemple les nuages sombres sans formation d'étoiles (voir Pagani et al. 2003 pour une étude récente). Ce sont des milieux froids (environ 10 K), de densité moyenne 10^4 cm^{-3} et présentant une extinction maximale de 40 magnitudes dans le visible, des valeurs moyennes $A_V=5$ étant typiques de ces objets. Dans leur phase initiale de contraction (quasi-statique donc très lente) la formation stellaire n'a pas encore été déclenchée, ces cœurs dits pré-stellaires sont donc totalement invisibles en H_2 .

Dans cette thèse on s'intéresse à des objets où la formation stellaire est avérée, rendant l'émission quadrupolaire dans le proche IR possible. Ces objets peuvent par conséquent être dynamiquement actifs du fait de la présence d'ondes de choc. Une contribution fluorescente à l'émission peut également exister, comme dans la nébuleuse de Kleinmann-Low dans Orion traitée dans le chapitre 4. Les objets peuvent par contre être dominés par un des deux processus comme l'environnement de la région HII compacte N88A dans le petit nuage de Magellan (SMC) traitée dans le chapitre 5.

2.4 Calcul de l'extinction avec les transitions quadrupolaires de H_2

La méthode présentée ici est générale et fonctionne pour l'hydrogène moléculaire comme pour les autres espèces : si deux raies sont présentes dans le spectre, raies dont le rapport des intensités est connu et indépendant des conditions ambiantes, la différence entre le rapport observé et le rapport théorique permet de mesurer l'extinction dans la bande spectrale.

Il est possible de calculer une loi d'extinction adaptée aux observations en utilisant les raies d'émission de l'hydrogène moléculaire, pour cela il est nécessaire de disposer de raies correspondant à des transitions ayant le même niveau supérieur. Ainsi le rapport *théorique* des intensités ne dépend que des paramètres quantiques (coefficients d'Einstein A et longueurs d'onde) et non des densités ni de l'extinction.

Dans l'infrarouge proche les rapports de raies utilisables pour la paramétrisation de la loi d'extinction sont :

$$\frac{I_{1-0Q(3)}}{I_{1-0S(1)}} = 0.701 \quad \frac{I_{1-0Q(4)}}{I_{1-0S(2)}} = 0.555 \quad \frac{I_{1-0Q(5)}}{I_{1-0S(3)}} = 0.483 \quad (2.19)$$

$$\frac{I_{1-0Q(6)}}{I_{1-0S(4)}} = 0.445 \quad \frac{I_{1-0Q(7)}}{I_{1-0S(5)}} = 0.221 \quad \frac{I_{1-0Q(2)}}{I_{1-0S(0)}} = 1.103 \quad (2.20)$$

La loi d'extinction de Bertoldi et al. (1999) vers le pic 2 d'émission dans la nébuleuse de Kleinmann-Low a été calculée suivant cette méthode (mais avec des raies différentes) :

$$A_\lambda = (\lambda(\mu m)/2.12)^{-1.7}$$

L'utilisation d'une loi d'extinction générique peut être source de difficultés dans des régions où les variations de densité peuvent être fortes, sauf si l'essentiel de l'extinction se produit dans une zone homogène en avant-plan. Les transitions quadrupolaires de H_2 peuvent permettre de déterminer une loi d'extinction plus précise, malheureusement les observations terrestres sont soumises à l'absorption atmosphérique (voir section suivante) qui limite l'efficacité du procédé.

2.5 Effets atmosphériques perturbateurs

2.5.1 Quelques faits

Lors d'une étude spectroscopique effectuée en bande K en émission et depuis le sol il faut se souvenir du fait que, même si cette bande correspond à une fenêtre de visibilité atmosphérique, le continu thermique a tendance à croître massivement au-delà de $2 \mu\text{m}$ (en fait il croît déjà pour des longueurs d'onde inférieures, mais c'est en bande K que le phénomène prend toute son importance), provoquant une baisse sensible du rapport signal sur bruit.

Un autre effet auquel il faut prendre garde est la présence de raies d'absorption telluriques (c'est-à-dire se formant dans les couches atmosphériques à des altitudes variant entre 0 et 200 km). Elles peuvent éventuellement affecter les raies en émission que l'on étudie. Dans l'infrarouge il y a essentiellement les transitions rovibrationnelles des molécules, les plus abondantes dans l'atmosphère étant H_2O , N_2O , CO_2 , O_2 , O_3 ... En bande K les contributions sont principalement dues aux transitions de OH, nommées bandes de Meinel, et aux transitions de la vapeur d'eau. Le problème de l'importance observationnelle de ces raies est complexe, car les caractéristiques des raies telluriques dépendent de la température (non constante au travers des couches atmosphériques), du degré d'humidité (régissant en particulier les raies de H_2O), du degré de turbulence des couches (contribuant à la largeur des raies)... De plus la variabilité temporelle des raies peut être grande, de l'ordre de quelques minutes, et une étude analytique précise est donc impossible. Il existe également des raies telluriques en émission, par exemple les transitions de OH souvent dénommées bandes de Meinel. De par leur nature ces raies perturbent considérablement moins les raies astronomiques vues en émission que les transitions citées ci-dessus (car elles sont plus faciles à tracer). Un problème spécifique aux raies de H_2 détectées en émission dans l'infrarouge proche est l'absence globale d'émission par les poussières à ces longueurs d'onde, ce qui se traduit par l'absence de continu dans les observations spectroscopiques. Les éventuelles raies d'absorption telluriques ne peuvent donc apparaître clairement dans les données, ce qui empêche leur détection et leur caractérisation. Les effets atmosphériques sur les raies en émission étudiées dans ce travail sont donc d'autant plus difficiles à déceler.

Un problème supplémentaire lié à ces effets telluriques est la présence éventuelle d'un champ de vitesse affectant l'objet observé, tel qu'un redshift dans le cas d'objets distants ou qu'un effet dynamique interne dans le cas d'un objet proche. Il est important de tenir compte de cet effet dynamique pour éviter des diagnostics erronés, pour cela le plus simple est d'utiliser une raie dont on sait qu'elle n'est jamais affectée, par exemple 1-0 S(0) ou 1-0 S(1), pour obtenir la vitesse du milieu puis tenir compte de cette dernière dans l'étude ultérieure.

2.5.2 Etude empirique

Une étude *empirique* de l'influence de ces raies telluriques sur les raies d'hydrogène moléculaire utilisées dans cette thèse a été réalisée préalablement à l'étude astrophysique proprement dite. Pour cela il a été fait usage de l'atlas solaire élaboré au Mauna Kea par Livingston & Wallace (1991) présentant le spectre d'absorption caractéristique de l'atmosphère terrestre de 1.1 à $5.4 \mu\text{m}$ (ou de 1850 à 9000 cm^{-1}). Les principales raies de H_2 en bande K ont ensuite été simulées (largeur et profil) et superposées à ce spectre (le profil spectral de ces raies a été choisi dans cette étude lorentzien, de largeur 50 km.s^{-1} FWHM). L'intensité des raies de H_2 a été choisie à partir du modèle 14 de Black & van Dishoeck (1987). La largeur comparative des raies astronomiques et telluriques est importante : si la raie tellurique perturbatrice est très étroite et peu absorbante en comparaison de la raie de H_2 , les effets seront faibles du fait du mouvement différentiel des couches atmosphériques sur la ligne de visée. A l'inverse les raies

les plus gênantes sont celles proches de la saturation (voir figure 2.3 et suivantes), pour l'essentiel les raies de H₂O. Plus précisément si la raie tellurique a même largeur que la raie de H₂ correspondante, l'absorption est proportionnelle à celle de la première, pouvant aller jusqu'à l'extinction totale de la raie H₂.

Les résultats de l'étude *qualitative* menée sont représentés ci-dessous pour les raies 1-0 S(3), 1-0 S(1), 1-0 S(2) et 2-1 S(2) ainsi que dans la table 2.3 pour un total de 17 raies intenses de la bande K (les graphiques pour les autres raies citées dans cette table peuvent être trouvés dans l'annexe B). Dans la partie supérieure des figures se trouve une partie de l'atlas de Livingston & Wallace (1991), avec les raies d'absorption telluriques dans l'intervalle intéressant pour la raie de H₂ que l'on étudie. Dans la partie inférieure se situe (avec la même échelle de longueur d'onde) la raie de H₂ elle-même, en fait on a représenté cette raie à la fois avec et sans un décalage en vitesse. Le but étant de visualiser l'effet de cette vitesse de la raie (se traduisant par un redshift ou un blueshift) par rapport aux raies telluriques. En noir est représentée la raie de H₂ au repos et en rouge ou bleu la même raie avec un certain décalage en vitesse. La largeur des raies est ici de 50 km.s⁻¹. Les unités d'intensité sont différentes dans les deux spectres, dans l'atlas solaire le haut du spectre symbolise l'absence d'absorption tellurique et le bas représente une absorption totale. Dans le spectre simulé les unités sont sous forme de pourcentage à l'émission totale donné par le modèle 14 de Black & van Dishoeck (1987).

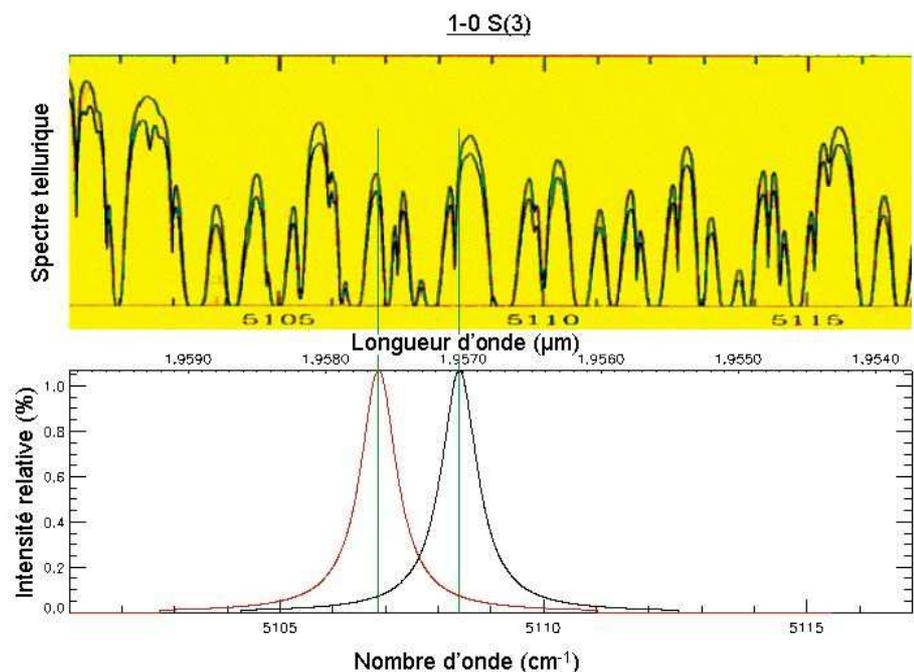


FIG. 2.3 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en rouge la même raie avec un décalage en vitesse de 90 km.s⁻¹.

Remarque : les vitesses données ici sont les vitesses détectées sur terre à la date des observations. Les largeurs de raie simulées sont celles *avant* convolution par le profil instrumental.

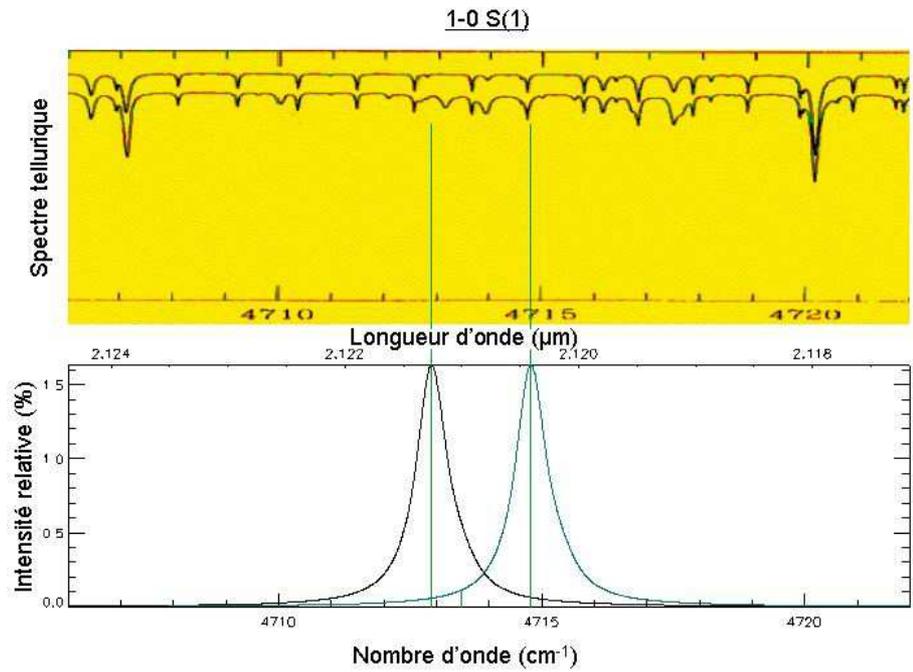


FIG. 2.4 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -140 km.s^{-1} .

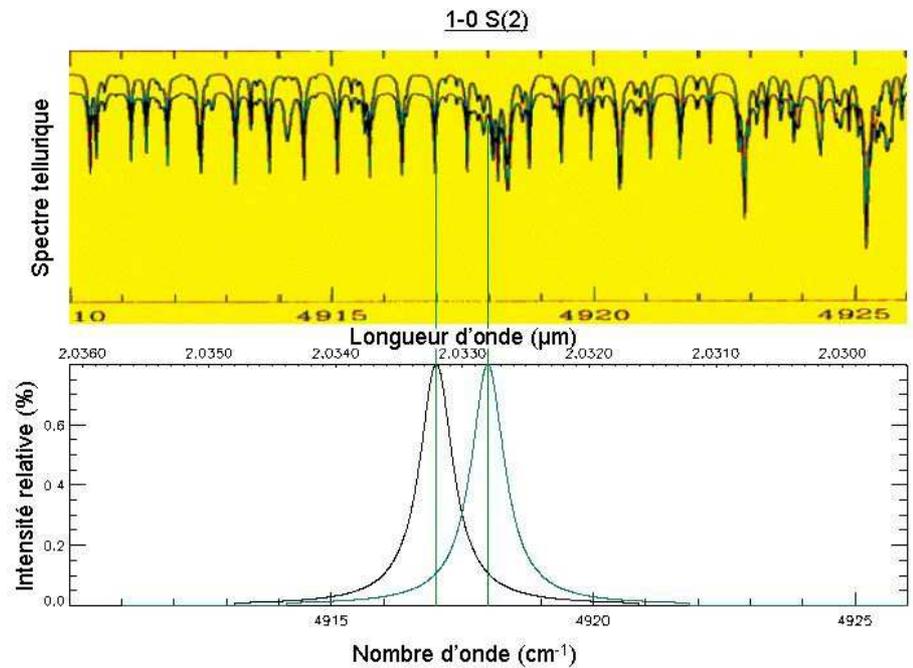


FIG. 2.5 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -60 km.s^{-1} .

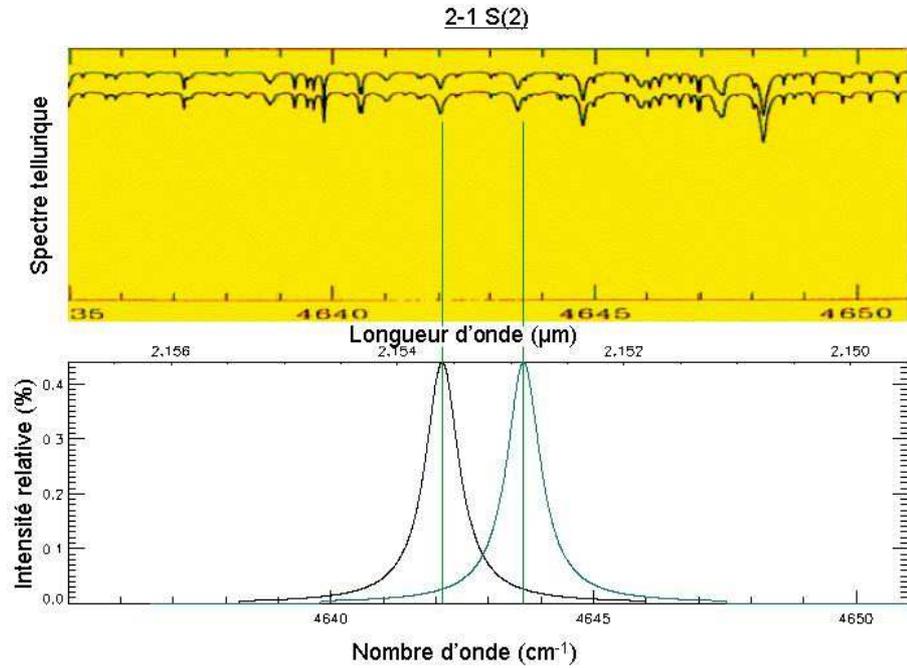


FIG. 2.6 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -100 km.s^{-1} .

Raie de H ₂	Intervalle de vitesse (km.s ⁻¹)	Raie de H ₂	Intervalle de vitesse (km.s ⁻¹)	Raie de H ₂	Intervalle de vitesse (km.s ⁻¹)
1-0 S(5)	Fortement affectée	1-0 S(1)	Non affectée	1-0 Q(3)	$-180 \leq v \leq 10$
1-0 S(4)	Fortement affectée	1-0 S(0)	$-180 \leq v \leq 10$	1-0 Q(4)	$-60 \leq v$
1-0 S(3)	Fortement affectée	2-1 S(1)	$-45 \leq v \leq 260$	1-0 Q(5)	$45 \leq v$
1-0 S(2)	$-60 \leq v$	2-1 S(0)	$-45 \leq v \leq 260$	1-0 Q(6)	$25 \leq v \leq 195$
2-1 S(3)	$10 \leq v \leq 40$	1-0 Q(1)	$-40 \leq v \leq 25$	1-0 Q(7)	$0 \leq v \leq 80$
2-1 S(2)	Non affectée	1-0 Q(2)	$-130 \leq v \leq 25$		

TAB. 2.3 – Vitesses pour lesquelles diverses raies de H₂ en émission sont superposées de moins de 5 % aux raies telluriques.

2.5.3 Conclusions

De l'étude qui vient d'être réalisée on peut déduire un certain nombre de conditions sur la validité des diagnostics pouvant être obtenus avec les raies rovibrationnelles de H_2 ici considérées. Il faut cependant garder à l'esprit que les effets atmosphériques dépendent de façon critique de la largeur des raies considérées, les problèmes d'absorption diminuant avec celle des raies astronomiques. La largeur des raies adoptée ici est de 50 km.s^{-1} FWHM, ce qui est élevé pour des raies d'hydrogène moléculaire. Des largeurs inférieures à 10 km.s^{-1} sont plus caractéristiques des nuages moléculaires, les résultats présentés ici représentent donc un cas relativement favorable. Les valeurs numériques données dans la table 2.3 font référence à l'absorption par les raies atmosphériques les plus larges, typiquement de largeur supérieure à 15 km.s^{-1} FWHM.

Les différentes raies peuvent être classées dans diverses catégories résumées ci-dessous :

- Les raies dont la détection du sol ne peut jamais être exploitée : 1-0 S(4), 1-0 S(5)
- Celles qui ne rencontrent pas de problèmes atmosphériques : 1-0 S(0), 2-1 S(2), 1-0 S(1)
- Celles qui sont exploitables à vitesse nulle
2-1 S(1)
- Celles qui ne sont pas exploitables à vitesse nulle
1-0 Q(5), 2-1 S(3)
- Celles qui sont fortement dépendantes de leur largeur :
1-0 S(2)
- Celles dont l'exploitation est la plupart du temps impossible
1-0 S(3)
- Celles dont un faible déplacement les rend critiques : 2-1 S(0)

2.6 Bases de la formation stellaire

2.6.1 Généralités

Comme on l'a discuté précédemment, la détection des transitions de l'hydrogène moléculaire est fortement dépendante de la formation stellaire dans les régions étudiées, il est donc important de posséder les notions de base concernant ce processus. D'un point de vue général la formation stellaire ne concerne que le milieu interstellaire dense, ceci car les instabilités gravitationnelles (entraînant l'effondrement du gaz) ne peuvent se déclencher que si les forces de gravitation (proportionnelles au carré de la densité du gaz) parviennent à prendre le dessus sur la pression thermique (proportionnelle à la densité).

De fait la grande majorité des étoiles se forme au sein des nuages moléculaires géants, dans les coeurs denses ayant des densités supérieures à 10^7 cm^{-3} . Le refroidissement du gaz lors de l'effondrement est nécessaire pour évacuer l'énergie thermique, les transitions moléculaires ont ainsi un rôle essentiel à jouer, en particulier celles de l'hydrogène moléculaire. Cette vision relativement simple, basée sur la masse de Jeans et le théorème du viriel, a évolué du fait de la prise en compte d'effets de plus en plus complexes dont les 3 principaux sont cités ci-dessous.

Le problème de la rotation (Bodenheimer 95) est l'effet le plus simple pouvant être discuté, de fait la simulation numérique a permis de faire d'énormes progrès en la matière.

Le rôle du champ magnétique est primordial lors du processus de formation stellaire, cependant les mécanismes à l'oeuvre sont complexes et réclament des recherches complémentaires. Il est possible cependant de donner la base du raisonnement ; la présence d'un champ magnétique va entraîner une stabilisation des nuages s'ils sont partiellement ionisés, ce qui entraîne la définition de plusieurs régimes d'effondrement. La physique réelle de ces effondrements doit tenir compte de la non-conservation du

flux magnétique, ce qui se traduit par la prise en compte nécessaire des effets de diffusion ambipolaire (diffusion des espèces chargées dans le gaz neutre, Boss 99).

Les théories récentes de la turbulence interstellaire ont montré que des fragmentations pouvaient se produire même dans un nuage globalement stable (Klessen et al. 2000). Une théorie complète de cet effet, englobant le champ magnétique par exemple, reste à établir. L'origine de la fonction initiale de masse IMF (point de base de la vision hiérarchique de formation des structures) est sans doute liée aux effets turbulents ainsi qu'à la structure fractale des nuages moléculaires (Elmegreen 2000).

Dans la suite on s'intéresse uniquement à la masse et longueur de Jeans.

2.6.2 La masse de Jeans

Elle est définie comme la masse minimale d'une structure pour que l'instabilité gravitationnelle se déclenche, entraînant l'augmentation de sa densité sur des échelles de temps de l'ordre de quelques dizaines de milliers d'années. La masse de Jeans est une des pierres angulaires de la formation stellaire mais elle doit être complétée par des études dynamiques (utilisant par exemple le théorème du viriel) pour fournir une théorie cohérente. Son expression s'établit facilement en écrivant l'égalité de l'énergie gravitationnelle et de l'énergie thermique, représentant un état d'équilibre lors du collapse :

$$fG \frac{M^2}{R} = \frac{3}{2} N k T \quad (2.21)$$

k est la constante de Boltzmann, G la constante de gravitation, T la température du gaz, R le rayon du nuage, M sa masse, f le facteur densité et N le nombre de particules dans le nuage. Il en résulte l'expression de la masse de Jeans :

$$M_{Jeans} = \frac{3kTR}{2Gmf} \quad (2.22)$$

où m est la masse des particules. Le facteur densité donne l'expression de l'énergie gravitationnelle du nuage selon :

$$E_{Grav} = -f \frac{GM^2}{R} \quad (2.23)$$

f vaut $3/5$ lorsque la densité est constante, ce n'est qu'une approximation mais elle sera adoptée dans la suite. On peut ensuite définir la densité de Jeans pour un nuage sphérique par l'expression :

$$n_{Jeans} = \frac{M_{Jeans}}{\frac{4}{3}\pi R^3 m} \quad (2.24)$$

Une expression commode de cette densité est :

$$n_{Jeans}(cm^{-3}) = 11.57 \frac{T(K)}{R^2(pc)} \quad (2.25)$$

valable donc pour un nuage sphérique composé exclusivement d'hydrogène moléculaire. On peut enfin définir une longueur de Jeans par l'expression

$$L_{Jeans} = \left(\frac{M_{Jeans}}{\rho} \right)^{1/3} \quad (2.26)$$

Pour atteindre des densités de l'ordre de la densité de Jeans le gaz doit être comprimé par un facteur extérieur. Cela car lors de la compression le gaz doit vaincre la barrière de la rotation (en fait la force

centrifuge) ainsi que sa pression thermique pour provoquer l'instabilité gravitationnelle. La présence, maintenant largement confirmée, d'ondes de choc dans le milieu interstellaire offre un cadre parfait pour la *formation induite* d'étoiles (triggered star formation). Pour que ce mécanisme soit efficace, le facteur de compression doit être au moins de 6-7. On verra au chapitre 3 que ces facteurs peuvent être atteints pour des chocs ayant les jets protostellaires comme origine.

Chapitre 3

Ondes de choc et pompage UV : des mécanismes complémentaires

3.1 Pourquoi invoquer ces phénomènes ? Généralités

3.1.1 Ondes de choc dans le milieu interstellaire

Les ondes de choc sont des perturbations supersoniques entraînant des transformations irréversibles des régions dans lesquelles elles se propagent. D'une manière générale elles sont susceptibles de comprimer, chauffer et accélérer le milieu avec lequel elles interagissent ainsi que de faire augmenter son entropie. Elles assurent également le transfert d'énergie des étoiles (via les jets et les vents stellaires) vers le milieu interstellaire. L'élément le plus intéressant d'un point de vue observationnel est la capacité des ondes de choc à faire rayonner un milieu donné, ce qui prend tout son sens dans le cas de H_2 , et des molécules homonucléaires en général. On a en effet vu au chapitre 2 que l'excitation de H_2 par collisions était impossible dans le milieu interstellaire froid.

De telles ondes sont créées en général lorsque de la matière portée à haute vitesse rencontre un milieu dense et statique. Les éjections de matière lors de l'explosion de supernovae, les vents stellaires provenant d'étoiles évoluées (Wolf-Rayet...), les jets bipolaires provenant d'objets protostellaires sont les exemples les plus étudiés de tels "pistons". Il existe des chocs moins connus, par exemple les chocs d'accrétion se produisant dans les disques, les chocs pouvant être créés lors de l'expansion des régions HII ou encore les ondes de raréfaction (qui dilatent le milieu au lieu de le comprimer).

Outre les effets macroscopiques (transfert d'énergie et changement de l'état thermodynamique du milieu) des ondes de choc sur le milieu interstellaire, de nombreux effets sur la micro-physique du milieu (par exemple la déplétion sur grains, l'activation de certaines réactions chimiques ou la dissociation des molécules par collisions) sont également de première importance. A leur tour les réactions chimiques, la physique des grains, les effets magnétiques auront des conséquences notables sur la physique macroscopique et son évolution, et donc sur la propagation du choc elle-même.

Plus précisément, les chocs peuvent déterminer les abondances élémentaires en phase gazeuse, ceci via la destruction des grains (pulvérisation du manteau et érosion du cœur) et les processus de chimie en phase gazeuse. En effet le milieu perturbé peut atteindre des températures suffisantes pour rendre possibles des réactions chimiques endothermiques ou avec barrière d'activation. La chimie dans les chocs est un domaine à part entière de la physique du milieu interstellaire. Les ondes de choc peuvent également accélérer les rayons cosmiques (Axford et al. 82) et finalement favoriser la formation postérieure d'étoiles en déclenchant des instabilités gravitationnelles, thématique reprise dans le chapitre 4 de cette thèse. Le

couplage fort entre effets macroscopiques et microscopiques est sans doute la principale caractéristique des chocs se propageant dans le milieu interstellaire, du fait de l'importance combinée de la chimie du milieu (très riche en milieu dense comme en milieu diffus) et de la structure en température et densité régie en grande partie par la dynamique.

En général les ondes de choc ont une structure à trois dimensions, on les nomme alors chocs d'étrave ou bow-shocks (Smith 91). Cependant la modélisation complète de telles perturbations est complexe, et en pratique la plupart des études théoriques considèrent des géométries simplifiées, plan-parallèle par exemple.

3.1.2 Précurseurs magnétiques : chocs J, chocs C

La physique des chocs dans le milieu interstellaire est profondément modifiée s'il existe un champ magnétique extérieur regnant dans la région non encore perturbée par l'onde. Pour comprendre qualitativement ces phénomènes il est d'abord nécessaire de rappeler la nature des perturbations générées dans les fluides, la propagation d'une onde de choc induisant une surpression propice au développement d'ondes perturbatrices.

En hydrodynamique ces ondes perturbatrices sont simplement les ondes sonores de vitesse C_S définie par

$$C_S = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m}} \quad (3.1)$$

T étant la température cinétique du milieu, m la masse de l'espèce le composant, γ le nombre de Mayer ($\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ valant 7/5 pour un gaz diatomique) et k la constante de Boltzmann.

L'équivalent de cette perturbation lorsqu'on inclut un champ magnétique B est l'onde magnétosonore transversale (par rapport au champ). Il existe également une onde longitudinale, l'onde d'Alfvén, de vitesse $C_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$, avec ρ la masse volumique du gaz. Cette onde correspond à une "tension" des lignes de champ et n'est donc importante que dans le cas où on s'intéresse aux phénomènes tangentiels à ces lignes.

La vitesse de l'onde magnétosonore, C_{mag} est donnée par l'expression (Spitzer 62, Draine 80)

$$C_{mag}^2 = \frac{[B^2/4\pi + \gamma(n_i + n_e)kT]/(\rho_i + \rho_e)}{1 + B^2/4\pi(\rho_i + \rho_e)c^2} \quad (3.2)$$

n_i et n_e sont les densités des ions et des électrons, ρ_i et ρ_e sont les densités de charge associées.

L'onde magnétosonore se propage dans toutes les directions orthogonales au champ magnétique, si sa vitesse est supérieure à celle de l'onde de choc elle peut la précéder et perturber (par compression) le milieu que cette dernière n'a pas encore atteint. Lorsque l'onde de choc arrive à son tour, il est possible que le milieu qu'elle rencontre ait été perturbé suffisamment tôt pour que la discontinuité caractéristique d'un choc cesse simplement d'exister : on est alors en présence d'un choc C (continu). Dans ce type de choc les espèces neutres et ionisées n'ont pas le même comportement du fait de l'existence du champ magnétique. Les espèces chargées seront perturbées en premier par l'onde magnétosonore, puis les espèces neutres seront perturbées du fait des collisions avec les espèces chargées dont la vitesse leur est très largement supérieure. Cette différence dynamique entre les deux espèces se nomme diffusion ambipolaire et joue un rôle crucial dans la dynamique du choc mais aussi dans la formation stellaire où elle permet d'évacuer le surplus d'énergie lors de l'effondrement des cœurs de nuages moléculaires (voir également section 2.6).

Suivant l'intensité des effets magnétiques, on distingue trois types de chocs en général :

- Les chocs créés dans un milieu non magnétisé. Il s’agit des chocs hydrodynamiques “classiques” caractérisés par une discontinuité réelle se propageant avec l’onde, d’où le qualificatif de choc J (“Jump”) (Kwan 77).
- Les chocs créés dans un milieu faiblement magnétisé. Dans ce cas il y a génération d’ondes magnétosonores contribuant à la perturbation du milieu non encore atteint par l’onde de choc. On parle alors de chocs J avec précurseur magnétique.
- Les chocs créés dans un milieu fortement magnétisé. La vitesse de l’onde magnétosonore est alors supérieure à la vitesse de l’onde de choc et la discontinuité disparaît complètement. Le choc est dit alors de type C (continu) (Draine 80, Chernoff et al. 82). La vitesse magnétosonore croissant avec le champ magnétique il existe une valeur critique B_{crit} au-delà de laquelle le choc est de type C (Mullan 71).

On reviendra à la section 3.3 sur les différences essentielles entre chocs J et chocs C, mais il est important de dire ici que les températures sont beaucoup plus élevées dans un choc J par rapport à un choc C. C’est dû au fait que dans un milieu où regne un champ magnétique une partie de l’énergie cinétique initiale doit être utilisée pour comprimer ce champ (le théorème du flux gelé imposant qu’une augmentation de la densité s’accompagne d’une augmentation du champ), et ne se retrouve donc pas en tant qu’énergie thermique dans le gaz.

3.1.3 Pertinence des chocs dans l’étude de H_2 et dans l’astronomie infrarouge

NE PAS COMMENCER LA SUBSECTION SI ABRUPTEMENT

Commençons par un calcul en ordre de grandeur pour déterminer la gamme de valeurs pour les grandeurs physiques les plus importantes dans l’étude des chocs. Ces grandeurs sont la vitesse de l’onde de choc, qui définit la puissance du “piston”, et la densité du milieu, qui définit sa réaction à l’onde de choc. Dans les régions de formation d’étoiles la source habituelle des ondes de choc est les jets provenant d’objets protostellaires, l’estimation donnée ici concerne donc ces éjections de matière. Dans les régions étudiées ici la densité ambiante est celle du milieu interstellaire dense (de 10^3 à 10^7 cm^{-3} sans compter les cœurs les plus denses).

On peut obtenir une estimation de la vitesse du choc en utilisant le fait qu’à l’interface du choc le flux de matière doit varier de façon continue, ce qui se traduit par l’équation de conservation :

$$n_j v_j^2 = n_s v_s^2 \quad (3.3)$$

n_j désignant la densité du jet protostellaire et v_j sa vitesse, n_s est la densité du milieu ambiant et v_s la vitesse de l’onde de choc produite. Dans un jet protostellaire classique la vitesse d’éjection est de l’ordre de 400 $km.s^{-1}$ et la densité du jet est d’environ 10^3 cm^{-3} . En prenant une densité du milieu de 10^4 cm^{-3} on obtient comme estimation de la vitesse du choc $V_s=40$ $km.s^{-1}$, c’est des valeurs voisines qu’il faut donc choisir lors de l’étude de ces ondes de choc.

L’intensité d’un choc peut être facilement définie avec les grandeurs et valeurs dont on vient de se servir. Classiquement elle est donnée par la quantité $I=\rho V_s^3$ où ρ est la masse volumique du milieu, I correspond en fait à un *flux d’énergie*.

Pour des chocs de vitesse moyenne, disons $V_s < 50$ $km.s^{-1}$, (par la suite on désignera systématiquement par V_s la vitesse physique d’une onde de choc se propageant dans un milieu donné) caractéristiques des jets provenant des proto-étoiles d’après le calcul qui vient d’être fait, des observations dans l’infrarouge sont les mieux adaptées. A ceci deux raisons :

- L’émission naturelle induite par le choc. Dans les chocs C l’essentiel du rayonnement provient des raies d’émission IR, dans les chocs J la plus grande partie de l’émission s’effectue dans le visible

et l'UV (dans les chocs J la température du gaz est nettement supérieure à celle des chocs C) mais avec plusieurs raies très intenses dans l'IR, en particulier les raies rovibrationnelles de H_2 (mais également les raies OI à 145 et 63 μm et CI à 0.98 μm par exemple).

- L'extinction due aux grains qui affecte les longueurs d'onde du visible et de l'UV de façon préférentielle. La luminosité d'un choc étant proportionnelle à la densité du milieu et la teneur en grains étant elle aussi proportionnelle à la densité, les chocs les plus lumineux seront aussi les plus obscurcis, d'où la nécessité de l'observation en IR. Les transitions les plus intenses dans l'IR détectées et prédites dans les chocs sont justement les transitions rovibrationnelles de H_2 .

En conclusion, les ondes de choc peuvent rendre l'hydrogène moléculaire détectable, mais c'est réciproquement en étudiant l'émission de H_2 que l'on peut les caractériser efficacement (Cabrit et al. 2004).

3.1.4 Régions de photodissociation

La présence des raies de H_2 en émission n'est pas seule suffisante pour conclure à la présence de chocs, l'excitation collisionnelle n'étant pas l'unique processus susceptible de peupler les niveaux rovibrationnels. On a en effet vu au chapitre 2 que l'excitation radiative des niveaux électroniques permettait d'obtenir une cascade quadrupolaire dans l'infrarouge.

Ce processus appliqué aux interfaces entre les nuages moléculaires et les étoiles émettant dans le FUV donne naissance aux régions dites PDR (Tielens & Hollenbach 85a, 85b). Cette dénomination de PDR a deux sens voisins (voire identiques), PhotoDissociation Region (région de photodissociation) ou Photon Dominated Region (région dominée par le rayonnement). Il est bien connu que sous l'action du rayonnement FUV une région HII (ionisée) peut se former autour de certaines étoiles massives, l'ionisation de l'hydrogène atomique étant le processus dominant. Une région PDR suit le même principe mais c'est alors la dissociation de la molécule H_2 qui définit ses propriétés.

La physique élémentaire d'une région PDR s'énonce comme suit. Lorsque le rayonnement FUV rencontre le nuage moléculaire son premier effet va être de dissocier l'hydrogène moléculaire puis d'ioniser l'hydrogène atomique, cependant à mesure que ces processus se déroulent la physique du milieu change. Le rayonnement FUV le plus énergétique (au-dessus de 13.6 eV) va être fortement atténué car il va servir à l'ionisation de l'hydrogène atomique, passée une certaine épaisseur de gaz les photons énergétiques sont trop peu nombreux pour continuer l'ionisation et on a alors création d'une région de gaz neutre atomique HI. Dans cette région il n'y a pas d'hydrogène moléculaire car le rayonnement peut exciter les niveaux électroniques de la molécule, conduisant dans 11 % des cas à la dissociation (le rayonnement dont l'énergie correspond au continu vibrationnel de la molécule la dissociant également). A mesure que le rayonnement est atténué seuls les photons d'énergies de plus en plus basses subsistent, lorsque trop peu de photons d'énergie supérieure à l'énergie de liaison de H_2 (4.48 eV) sont présents il n'existe plus aucun moyen de dissocier la molécule : on entre dans la région H_2 qui est le nuage moléculaire proprement dit. On a donc un milieu stratifié comprenant successivement (en partant de l'étoile) une région HII composée d'hydrogène ionisé, une région HI composée de gaz atomique neutre et enfin une région moléculaire. Il faut remarquer que ces régions ne sont pas indépendantes, c'est l'équilibre entre les processus de formation, destruction, ionisation, recombinaison, etc ... qui les définissent (par exemple dans la région HII on trouve de l'hydrogène neutre du fait de la recombinaison). Remarquons également que ce qui a été énoncé pour l'hydrogène reste valable pour les autres éléments et molécules, mais du fait des différences dans les diverses énergies utilisées ci-dessus les interfaces sont à des positions différentes dans le milieu.

En résumé une région PDR forme donc toujours l'interface entre une région HII classique et le nuage moléculaire proprement dit, ceci du simple fait que des photons d'énergie supérieure à 13.6 eV

sont nécessaires pour ioniser HI alors que pour dissocier H₂ ils doivent avoir une énergie d'au moins 4.48 eV. Parfois on désigne sous le nom de PDR l'ensemble de la région HII, région atomique et région moléculaire, parfois seulement la région de transition HI/H₂. Dans la suite on désignera sous le terme PDR la zone située entre la région HII et la zone moléculaire.

L'atténuation du rayonnement ultraviolet dont on a parlé plus haut n'est pas uniquement due au gaz, il subit également une atténuation de la part de la poussière, par absorption et diffusion. Cet effet est d'autant plus important que la tranche de milieu à traverser est épaisse, cette atténuation croît donc à mesure que l'on avance vers le nuage moléculaire. C'est en fait l'atténuation due à l'absorption par les molécules d'hydrogène qui donne lieu à l'émission infrarouge de la molécule.

Les différences entre les conditions régnant dans les PDRs et dans les régions soumises aux ondes de choc sont importantes, surtout d'un point de vue dynamique. Des indicateurs de vitesse élevée comme des raies élargies ou des indicateurs de température élevée comme certains rapports des raies sont a priori nécessaires pour déterminer le processus d'émission. La recherche d'émission de la molécule H₂ à partir de niveaux vibrationnels élevés est une excellente méthode pour valider une hypothèse PDR, en effet l'excitation thermique de ces niveaux reclame des températures extrêmement élevées difficilement atteignables dans des chocs. De ce point de vue les premières observations de transitions à partir du niveau v=3 (Federman et al. 95) et de transitions entre v=6 et v=4 dans Orion A (Luhman et al. 98) ont été d'une importance primordiale.

La prise en compte des effets radiatifs donnant lieu à l'émission quadrupolaire a été explorée dans de nombreux travaux théoriques (Black & Dalgarno 76, Black & van Dishoeck 87, Neufeld & Spaans 96).

3.2 Les ondes de choc : équations MHD, conditions de saut, discontinuité

3.2.1 Les équations de la magnétohydrodynamique

En toute généralité les équations MHD peuvent être mises sous la forme (dite *conservative*) suivante dans le cas de termes source nuls (seconds membres) :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.4)$$

Conservation du moment :

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{v} \vec{v} + (P + \frac{B^2}{2\mu_0}) \vec{I} - \frac{\vec{B}\vec{B}}{\mu_0}] - \rho \vec{g} = \vec{0} \quad (3.5)$$

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\vec{v} (\epsilon + P + \frac{B^2}{2\mu_0}) - \frac{(\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B}}{\mu_0}] - \rho \vec{g} \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.6)$$

où ρ est la masse volumique du gaz, \vec{v} sa vitesse, ϵ son énergie volumique, \vec{B} le champ magnétique, \vec{g} le champ de gravité, μ_0 la perméabilité du vide et P la pression cinétique. $\vec{v}\vec{v}$ est le produit tensoriel du vecteur vitesse ($\vec{v} \otimes \vec{v}$), de même $\vec{B}\vec{B} = \vec{B} \otimes \vec{B}$, \vec{I} est le tenseur identité.

Il y a trois jeux d'équations : pour les neutres, les cations et les anions, même si l'hypothèse d'un couplage électrons-ions permet dans la plupart des cas de restreindre à deux le nombre de fluides. Les modèles dynamiques utilisés dans le cadre de cette thèse (voir section 3.3.1 pour plus de précisions) vérifient les hypothèses de stationnarité et d'unidimensionnalité (modèles de chocs à géométrie plan-parallèle).

L'utilisation d'un modèle stationnaire implique que l'on suppose que le fluide réagit instantanément aux perturbations du milieu, en particulier aux ondes de choc. De plus, dans le cadre d'un modèle évolutif du milieu interstellaire, les réactions chimiques (par exemple) entraînent une création de masse, impulsion ou énergie du point de vue de l'un ou l'autre des fluides (ionisé ou neutre). Les termes source dans les équations MHD ne sont donc pas nuls. Notons que la gravitation n'est pas prise en compte dans les modèles. Si on suppose que la propagation du choc se fait dans la direction x et que le champ magnétique est orienté dans la direction z , les équations utilisées effectivement dans cette étude sont donc :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} = S_{M_i} \quad (3.7)$$

Conservation du moment :

$$\frac{\partial}{\partial x} [\rho v_x^2 + P - \frac{B_z^2}{2\mu_0}] = \vec{S}_{I_i} \quad (3.8)$$

Conservation de l'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial x} [v_x(\epsilon + P + \frac{B_z^2}{2\mu_0})] = S_{E_i} \quad (3.9)$$

où S_{M_i} , S_{I_i} et S_{E_i} sont les termes source de masse (masse créée par unité de volume et de temps), moment (moment créé par unité de volume et de temps) et énergie (énergie créée par unité de volume et de temps) respectivement.

3.2.2 Les équations de Rankine-Hugoniot du fluide magnétisé

Les équations de Rankine-Hugoniot (ou conditions de saut) permettent de relier les grandeurs physiques entre elles de part et d'autre de la discontinuité créée par l'onde de choc. La méthode pour obtenir ces équations, traduisant la conservation des diverses quantités à travers la discontinuité est calquée sur celle permettant de former les équations de base de la magnétohydrodynamique.

Des équations MHD explicitées plus haut, on déduit immédiatement dans le cas stationnaire étudié ici les quatre équations formant le système de Rankine-Hugoniot proprement dit :

$$[\rho v_N] = 0 \quad (3.10)$$

$$[\rho v_N (\frac{1}{2}v^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho}) + v_N \frac{B^2}{\mu_0} - \vec{v} \cdot \vec{B} \frac{B_N}{\mu_0}] = 0 \quad (3.11)$$

$$[\rho v_N \vec{v}_T - \frac{B_N}{\mu_0} \vec{B}_T] = 0 \quad (3.12)$$

$$[\rho v_N^2 + P + \frac{B^2}{2\mu_0}] = 0 \quad (3.13)$$

Les équations 3.11 et 3.12 provenant de l'intégration de l'équation de conservation du moment à travers l'interface du choc.

Il est possible de les compléter avec deux autres équations provenant de la conservation du flux magnétique :

$$[B_N] = 0 \quad (3.14)$$

et de la conservation de la force électromotrice :

$$[v_N \vec{B}_T - B_N \vec{v}_T] = 0 \quad (3.15)$$

avec v_N et v_T les composantes normale et tangentielle de la vitesse, de même pour le champ magnétique, γ est le nombre de Mayer. La notation $[T]$ indique une différence entre la grandeur physique considérée en amont et en aval de l'interface du choc : $[T] = T_{amont} - T_{aval}$

3.2.3 Traitement numérique de la discontinuité

REQUIERT CONNAITRE

Le passage de l'onde de choc crée une discontinuité dans les équations de la magnétohydrodynamique, discontinuité qui ne peut être gérée numériquement. Pour un choc C il n'y a aucun problème numérique, la discontinuité cessant simplement d'exister, par contre dans le cas d'un choc J les grandeurs physiques telles que la densité et la vitesse du gaz changent effectivement à l'interface du choc. Une méthode possible consiste à utiliser les équations de Rankine-Hugoniot pour déterminer les valeurs des grandeurs physiques juste après la discontinuité, mais cela requiert de connaître avec une extrême précision les propriétés du système juste avant l'onde de choc. De plus l'utilisation de cette méthode crée deux régimes distincts, en amont et en aval de l'onde de choc, décrits par les équations MHD, les équations de Rankine-Hugoniot faisant le lien.

Il semble plus avantageux d'essayer de conserver un même jeu d'équations pendant toute la durée du choc, c'est possible en introduisant un paramètre dit de *longueur visqueuse* dans les équations MHD. Il s'agit d'un facteur numérique (homogène à une longueur) introduisant une viscosité artificielle dans une certaine zone autour de la discontinuité, ce paramètre étant négligeable partout ailleurs. Cette viscosité artificielle vise donc à établir une continuité numérique dans les modèles, ce qui est toujours souhaitable. Elle demande un ajustement relativement précis, même s'il n'est pas toujours nécessaire d'adopter des valeurs différentes pour chaque jeu de conditions initiales. Idéalement la longueur visqueuse doit être très proche du libre parcours moyen des particules à l'interface, la discontinuité se produisant a priori à des échelles inférieures.

3.3 Chocs dans le MIS : importance des processus microscopiques, rôle de H_2 et spectroscopie associée

3.3.1 Paramétrisation des chocs

Les chocs étudiés ici se propagent dans le milieu interstellaire et prennent donc en compte, dans la limite des connaissances actuelles, les processus y régnant. Les modèles de chocs utilisés ¹ (modèles de l'observatoire de Paris) sont décrits dans Flower & Pineau des Forêts 1999, Wilgenbus et al. 2000, Le Bourlot et al. 2002, Flower & Pineau des Forêts 2003.

On a dit précédemment que ces modèles étaient stationnaires à une dimension, et que les paramètres essentiels les caractérisant sont la vitesse du choc et la densité du milieu (section 3.1.3).

Il est possible de choisir dans ces simulations de nombreux autres paramètres résumés (non exhaustivement) ci-dessous :

¹Disponibles à l'adresse <http://aristote.biophy.jussieu.fr/MIS/index.html>

- Le type de choc que l'on désire simuler (J ou C). Il est également possible de simuler un simple état stationnaire (sans choc), auquel cas on laisse simplement le milieu interstellaire évoluer sous l'action de la chimie en phase gazeuse (sans grains).
- Le taux d'ionisation par rayons cosmiques. Ce processus domine l'ionisation radiative dans les nuages denses où l'extinction est importante, une valeur de $\zeta_{CR}=5.10^{-17} \text{ s}^{-1}$ (probabilité d'ionisation par seconde par atome d'hydrogène) sera adoptée par la suite.
- Les abondances initiales des espèces chimiques. A priori ces abondances ne dépendent que de la densité du milieu, une façon simple de les obtenir est donc de réaliser une première simulation de l'état stationnaire à une densité donnée (peu important la température ou les abondances). Sous l'effet de la chimie les abondances vont tendre, après quelques années, vers des valeurs typiques de la densité adoptée.
- La température initiale du gaz. Dans un nuage moléculaire elle décroît avec la densité du fait du refroidissement radiatif, pouvant atteindre des valeurs inférieures à 10 K. La méthode de l'état stationnaire utilisée pour les abondances est encore applicable, la température du gaz tendant vers une certaine valeur pour une densité donnée. Cette méthode doit être affinée lorsqu'on traite de l'occurrence de chocs successifs, mais c'est un tout autre problème...
- La température initiale des grains. En général (et plus encore dans un environnement froid) les grains ne sont pas à l'équilibre thermique avec le gaz et leur température ne doit donc pas varier énormément au cours du choc. De fait les modèles montrent qu'une valeur typique $T_g=15 \text{ K}$ est adaptée à toutes sortes de conditions.
- La vitesse de l'onde de choc V_s .
- La densité du milieu avant la propagation du choc, égale à une très bonne approximation à $n_H=n(\text{H})+n(\text{H}^+)+2n(\text{H}_2)$. Pour des nuages moléculaires denses cette densité peut varier typiquement de 10^3 à 10^6 cm^{-3} , mais avec des pics à 10^8 dans les cœurs les plus denses. De tels pics étant souvent consécutifs à la propagation des ondes de choc.
- Le facteur d'échelle b du champ magnétique *transversal*. Le champ magnétique B est purement transversal par rapport à la direction de propagation du choc et est donné par $B=b\sqrt{n_H}$. Si on suit la loi classique de Troland & Heiles (1986) alors $b=1$. Des valeurs supérieures du facteur b peuvent néanmoins être adoptées.
- Le mode de refroidissement. Dans la version habituelle de la simulation le transfert de rayonnement est traité selon le formalisme de la probabilité d'échappement, c'est-à-dire selon le principe de la non capture d'un rayonnement émis dans le milieu par ce même milieu. Il est possible d'utiliser un traitement plus fin du à Neufeld & Kaufman (93), tenant compte en particulier de l'épaisseur optique dans les raies les plus importantes pour le refroidissement.
- La longueur visqueuse adoptée (voir 3.2.3).
- Le processus de formation de H_2 . Les processus pouvant être adoptés ici sont relativement standard. Le premier consiste à supposer que, lors de l'adsorption sur le grain, l'énergie de désorption est répartie en 3 parts égales ; un tiers allant à la surface du grain (sous forme de chaleur, phonons...), un tiers allant à la molécule sous forme d'énergie cinétique (contribuant donc au chauffage du gaz), un tiers allant dans les degrés de liberté internes de la molécule (électronique, vibrationnel, rotationnel). Soit une énergie de 1.5 eV ou 17249 K. Le second fait état d'une molécule dans des états vibrationnels élevés ($v=5,6$) après la désorption (Takahashi 99). Le dernier calcule les populations des niveaux suivant une distribution de Boltzmann à une température correspondant à l'énergie de 1.5 eV citée plus haut. On verra en section 3.5 les effets de ces processus sur l'émission de H_2 .

3.3.2 Emission de H₂

La température du gaz neutre est calculée à chaque pas d'intégration en résolvant les équations MHD suivant la direction x. Ces équations donnent également la pression, la densité et la vitesse des différentes composantes fluides.

Connaissant cette température, il est possible de calculer la fonction de partition Z pour la molécule H₂. En fait deux fonctions de partition sont nécessaires, les états ortho et para étant bien différenciés :

$$Z_{ortho} = \sum_v \sum_{J \text{ impair}} 3(2J + 1) e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}} \quad (3.16)$$

$$Z_{para} = \sum_v \sum_{J \text{ pair}} (2J + 1) e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}} \quad (3.17)$$

Les énergies des niveaux étant notées $E_{v,J}$.

La densité totale d'hydrogène moléculaire N_{H_2} dépend évidemment de la densité initiale du milieu ainsi que des abondances élémentaires, mais également des processus de formation et de destruction de la molécule, et doit donc être également calculée à chaque pas d'intégration. Le calcul de la population des différents niveaux d'énergie de la molécule est ensuite réalisé à l'aide des expressions suivantes :

$$\text{Pour les niveaux para} \quad N_{v,J} = \frac{1}{1 + op} \frac{(2J + 1) e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}}}{Z_{para}} N_{H_2} \quad (3.18)$$

$$\text{Pour les niveaux ortho} \quad N_{v,J} = \frac{op}{1 + op} \frac{3(2J + 1) e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}}}{Z_{ortho}} N_{H_2} \quad (3.19)$$

op désigne le rapport ortho/para de la molécule calculé au même pas d'intégration.

L'émissivité des raies $\epsilon_{v',J' \rightarrow v'',J''}$ est ensuite calculée par l'expression

$$\epsilon_{v',J' \rightarrow v'',J''} = N_{v',J'} A_{v',J' \rightarrow v'',J''} \lambda_{v',J' \rightarrow v'',J''} \quad (3.20)$$

3.3.3 Une question d'échelle

Des notions importantes pour l'étude des chocs dans le milieu interstellaire sont celles de temps caractéristique et de taille caractéristique du choc. Les définitions que l'on peut en donner sont diverses, on utilisera ici les suivantes : RECHAUFFEMENT

- Le temps caractéristique du choc est le temps qu'il faut à une particule test pour parcourir l'ensemble du profil de choc, ce profil comprend la phase d'accélération et de rechauffement du gaz ainsi que la phase de refroidissement du gaz.
- La longueur caractéristique du choc est la distance parcourue par cette même particule à la fin de son parcours.

Le problème inhérent à ces définitions est qu'il n'est pas toujours facile de décider où le profil de choc s'arrête. Une fois que le gaz atteint sa température (basse) finale à la fin du refroidissement, il ne sert à rien de continuer à visualiser le profil. Conventionnellement on stoppe la simulation lorsque cela se produit, on peut jouer sur les temps caractéristiques des chocs C et J pour tronquer la fin de la simulation sans pour autant perdre de l'information. Une autre solution est de regarder les vitesses des différents fluides dans le cas des chocs C. Les espèces ionisées étant perturbées avant les espèces neutres les deux fluides vont acquérir une vitesse différente (évidemment supérieure pour les espèces ionisées), une fois l'onde de choc passée et le refroidissement terminé ces deux vitesses vont avoir tendance à redevenir égales. On

peut choisir ce moment comme fin conventionnelle du choc, ce choix est relativement logique car c'est la présence de l'onde de choc qui a provoqué la différenciation des deux espèces. Malheureusement cet effet ne peut être utilisé dans le cas des chocs J.

La décision de définir un point final au profil de choc, quelque peu arbitraire, est justifiée lorsqu'on s'intéresse à l'exploitation des prédictions effectuées par les modèles. En effet toutes les grandeurs physiques venant des modèles sont *locales*, c'est-à-dire qu'elles sont calculées en un point donné lors de la propagation du choc, du fait de la stationnarité des modèles. Pour la comparaison avec les observations il est également souhaitable de posséder des informations sur ces mêmes quantités intégrées le long de la direction de propagation, ce qui correspond pour un observateur à une configuration où l'onde de choc se propage le long de la ligne de visée (ou configuration "face on"). Un autre intérêt de posséder ces grandeurs intégrées est que, le plus souvent, la taille caractéristique des chocs ne peut être résolue observationnellement, on n'a donc accès qu'à l'intensité intégrée.

En particulier l'émissivité ϵ des raies est intégrée sur toute la taille caractéristique du choc pour obtenir les diverses intensités I des raies suivant la relation classique :

$$I = \int_{x_0}^{x_{final}} \frac{\epsilon(x)}{4\pi} dx \quad (3.21)$$

AMENER où z_0 est la distance initiale dans la simulation (son choix est fait de façon interne et n'influe pas sur les résultats obtenus) et z_{final} la distance à laquelle on estime que la propagation du choc est terminée. Une estimation hasardeuse de z_{final} peut amener une sous-estimation de l'intensité, le profil de choc pouvant ne pas être complet.

Ce choix est important pour d'autres grandeurs comme le rapport ortho/para : si on "coupe" le choc trop tard les valeurs proches de 3 (valeur finale habituelle dans un choc) vont dominer les valeurs plus faibles du rapport.

3.4 Modèles de PDRs : champ de rayonnement, extinction et micro-physique

Pour cette étude les modèles utilisés sont ceux de l'observatoire de Paris (Le bourlot et al. 93, Le Petit et al. 2002, Nehmé et al. en prep.). Il s'agit, comme pour les modèles de chocs, de simulations utilisant la géométrie plan-parallèle ainsi que l'hypothèse de stationnarité. Les phénomènes de chauffage advectif ne sont donc pas, pour l'instant, pris en compte dans ces modèles. Les deux paramètres essentiels pour la description des régions PDR décrites ici sont la densité n_H du milieu (comme pour les chocs) ainsi que le champ de rayonnement incident sur la tranche de milieu interstellaire modélisée. Ce champ de rayonnement détermine la quantité d'énergie transférée dans le milieu, et est donc l'analogue formel de la vitesse de choc décrite précédemment, même s'il s'agit cette fois d'énergie radiative et non cinétique. Il est possible d'utiliser dans ces modèles une irradiation sur les deux faces de la région, avec des champs de rayonnement différents. Cela permet par exemple de modéliser un milieu soumis à un rayonnement d'origine stellaire ainsi que baigné par un champ diffus.

La définition précise de ce champ de rayonnement incident se base sur les études du champ interstellaire diffus (ISRF), c'est-à-dire du champ de rayonnement moyen baignant notre galaxie. Classiquement les estimations utilisées pour ce champ sont celles de Draine (1978) faisant état d'un champ $G_D=2.72 \cdot 10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ à 1200 \AA , et celle de Habbing G_0 faisant état d'une valeur inférieure d'un facteur 1.7 à l'estimation de Draine : $G_D=1.7 G_0$. Ces champs sont en général définis dans l'ultraviolet, ainsi le champ de Draine couvre le domaine spectral entre 912 (limite de Lyman) et 2000 \AA . Dans le modèle le champ de rayonnement incident est proportionnel au champ de Draine, le facteur multiplicatif étant noté χ : le champ incident vaut donc χG_D . Une valeur de $\chi=1$ signifie donc que le champ de rayonnement

incident est simplement le champ interstellaire diffus de Draine. Un tel champ incident est beaucoup trop faible dans les régions soumises à des rayonnements stellaires, des champs caractéristiques des étoiles de type spectral O et B devant être utilisés. Les valeurs habituelles dans ce cas oscillent entre $\chi=10^3$ et $\chi=10^7$, suivant le nombre et les caractéristiques des étoiles excitatrices. Dans la suite on désignera simplement par χ le champ de rayonnement incident, avec la signification donnée ci-dessus.

L'évolution de la région PDR sous l'effet du rayonnement va faire intervenir de nombreux processus, les décrire tous précisément n'est pas l'objet de cette thèse, on se contente ici d'une description qualitative des phénomènes. Les équations de base servant à décrire le milieu sont celles du transfert de rayonnement, dépendant de l'épaisseur optique du milieu τ_λ ou (ce qui est équivalent) de l'extinction en magnitudes A_λ , ces deux grandeurs augmentant à mesure que l'on avance dans la région PDR. Les équations de base sont donc résolues pour chaque position dans la tranche de milieu, du bord (où le rayonnement incide) vers le centre (moléculaire a priori). Cette méthode permet de calculer l'évolution de toutes les grandeurs physiques à mesure que le rayonnement pénètre dans le milieu. Cela peut paraître simple, mais la résolution de ces équations implique d'y inclure tous les phénomènes présents dans la région.

Les processus liés à la présence de grains sont de première importance, du fait de l'absorption du rayonnement et de sa réémission dans l'infrarouge lointain et le sub-millimétrique par exemple. Il faut également tenir compte des effets de diffusion du rayonnement qui vont contribuer au calcul de l'extinction. Enfin les photons UV peuvent interagir avec les grains sous forme d'effet photoélectrique, augmentant la densité des électrons dans le milieu, processus dont il faut également tenir compte lors de l'estimation du chauffage du gaz. Le terme d'absorption est calculé suivant la loi d'extinction classique de Fitzpatrick & Massa (1990), les autres contributions sont calculées à partir de résultats classiques concernant la physique des grains. Les grains sont également importants pour la molécule H_2 , du fait des processus d'adsorption permettant sa formation dans le milieu. Le taux de formation correspondant est calculé à partir des paramètres des grains fournis en entrée : densité et taille essentiellement. Le calcul fait également intervenir un coefficient de collage ainsi qu'une vitesse d'adsorption des atomes H sur la surface des grains, l'énergie des molécules désorbées est calculée suivant un modèle d'équipartition.

Les autres processus physico-chimiques sont relatifs au gaz interstellaire, ils comprennent essentiellement :

- L'écrantage du rayonnement par le gaz, dépendant des espèces incluses dans le modèle, de leur abondance et des transitions impliquées
- L'ionisation par rayons cosmiques, avec une probabilité (par atome d'hydrogène) prise égale à $5.10^{-17} \text{ s}^{-1}$. Cette ionisation provoque un apport supplémentaire d'électrons dans le milieu. Lorsque ces électrons libérés amènent les molécules H_2 dans des niveaux électroniques excités, des photons UV sont créés lors de la désexcitation, dits photons secondaires
- Les réactions chimiques, à la fois de formation et de destruction. On peut inclure dans le modèle jusqu'à environ 200 espèces pour un total supérieur à 4000 réactions. Cet ensemble comprend les réactions de photodissociation et photoionisation, ainsi que les réactions impliquant les photons secondaires définis ci-dessus. La résolution de ces équations se base sur les constantes de vitesse k définies par la loi d'Arrhenius

$$k = a \left(\frac{T}{300} \right)^b \exp - \frac{c}{T} \quad (3.22)$$

où a,b,c dépendent de la réaction considérée, T est la température cinétique. La photodissociation des espèces H_2 , HD et CO est traitée en détail, pour les autres espèces une approche simplifiée est utilisée.

- Les divers processus d’excitation des espèces présentes. Ils peuvent être de nature radiative, collisionnelle ou liés à la formation de l’espèce lors des réactions chimiques. En ce qui concerne la molécule H_2 la possibilité d’une excitation dans les états électroniques X, B et C (voir figure 2.1) est incluse dans le modèle. Pour l’excitation collisionnelle de la molécule les espèces partenaires H_2 , H, He et HD sont disponibles. Par comparaison seule l’excitation dans les niveaux rovibrationnels de l’état électronique fondamental de HD est prise en compte. Pour les autres molécules importantes comme CO ou CS l’excitation ne peut se faire que vers les niveaux rotationnels. Enfin l’excitation des niveaux de structure fine importants pour le refroidissement du gaz (C, 0, C^+ ...) est également traitée. L’excitation radiative dépend du champ de rayonnement et de l’extinction, l’excitation collisionnelle dépend de la température du gaz ainsi que des sections efficaces de collision adoptées.
- Les effets de chauffage et refroidissement du milieu. Le chauffage implique tous les processus susceptibles de libérer des espèces qui vont transférer une partie de leur énergie cinétique dans le milieu. La chimie, l’effet photoélectrique sur grains (Bakes et Tielens 94), l’ionisation et la photodissociation sont les effets les plus importants. Le refroidissement est considéré comme purement radiatif, donc basé sur la désexcitation de niveaux excités par collisions.

Les modèles de PDR ne tiennent pas compte des effets dynamiques, en particulier les effets dus à la pression de radiation qui crée des mouvements différentiels dans le gaz. Ces effets, dits effets d’advection, traduisent également la progression de la région HII dans le gaz moléculaire.

3.5 Comportement des raies de H_2 dans les chocs

3.5.1 Influence des paramètres

On s’intéresse ici à l’influence sur l’émission rovibrationnelle de H_2 dans les chocs des deux paramètres importants que sont le rapport ortho/para initial de la molécule ainsi que son processus de formation. Pour ce faire on a calculé le rapport des intensités des raies 2-1 S(1) et 1-0 S(1) dans trois chocs représentatifs : un choc J dissociatif, un choc C de vitesse moyenne et de paramètre magnétique $b=1$ et un choc C de vitesse élevée et de paramètre magnétique $b=10$. Il faut signaler que l’émission de H_2 n’a pas la même origine dans les chocs C et dans les chocs J dissociatifs. Dans ces chocs J la molécule est dissociée dans l’épaisseur du choc et reformée postérieurement alors que dans les chocs C l’excitation intervient directement à l’interface. Les effets les plus importants de la reformation de la molécule (liée au processus de formation sur grains) ont donc lieu lorsque la dissociation est totale, c’est le cas pour le choc J considéré ici.

La table 3.1 regroupe les résultats obtenus. Comme prévu c’est en changeant le processus de formation dans le choc J dissociatif que les variations du rapport sont les plus importantes. Cependant ces variations maximales sont inférieures à 5 %, une paramétrisation basée sur une grille de valeurs de ces grandeurs est donc a priori inutile. Dans la suite tous les résultats relatifs aux modèles de chocs seront donnés pour un rapport ortho/para initial de 3 et un processus de formation de H_2 basé sur l’équipartition de l’énergie de désorption.

3.5.2 Evolution intra-chocs

On va mettre en évidence ici les principaux traits caractéristiques du comportement des raies de H_2 dans une onde de choc. Par la suite on ne s’intéressera pratiquement jamais à ces variations, optant principalement pour une approche intégrée. Cependant les comprendre est indispensable pour véritablement pouvoir utiliser les quantités intégrées.

	Modèle de choc (v_S en km.s^{-1} , n_H en cm^{-3})		
Rapport ortho/para	Choc J $v_S=25$ $n_H=10^5$	Choc C $v_S=30$ $n_H=10^5$ b=1	Choc C $v_S=80$ $n_H=10^5$ b=10
0.1	0.1765	0.0356	0.1197
1	0.1781	0.0338	0.1189
2	0.1786	0.0338	0.1185
3	0.1793	0.0329	0.1184
Processus de formation	Choc J $v_S=25$ $n_H=10^5$	Choc C $v_S=30$ $n_H=10^5$ b=1	Choc C $v_S=80$ $n_H=10^5$ b=10
Equipartition	0.1793	0.0329	0.1181
Dist. de Boltzmann	0.1818	0.0330	0.1184
Vibr. chaud	0.1876	0.0330	0.1184

TAB. 3.1 – Table supérieure : rapport de raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) calculé pour 3 modèles de choc et pour 4 valeurs du rapport ortho/para initial de H_2 . Table inférieure : rapport de raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) pour les 3 mêmes modèles de choc et cette fois pour 3 différents modes de formation de H_2 .

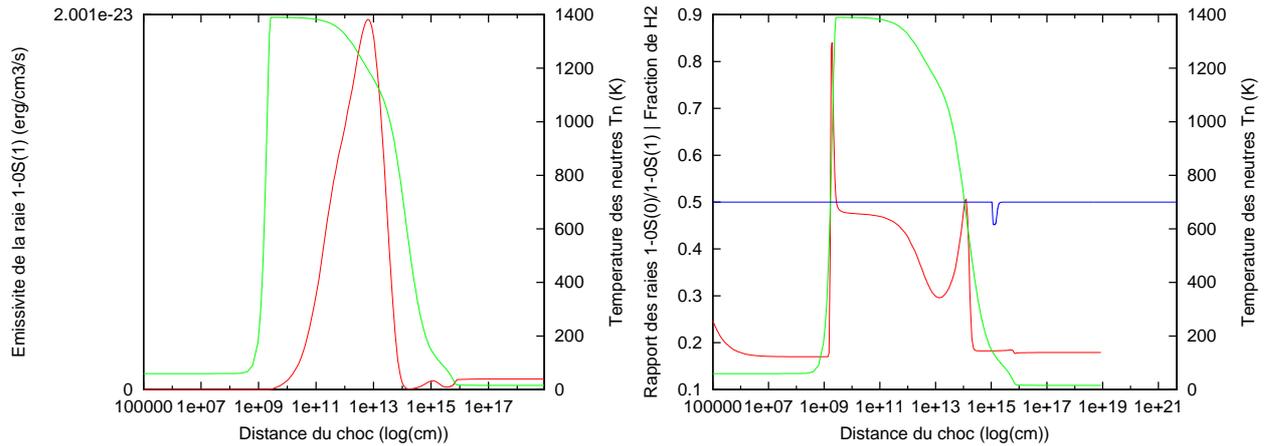


FIG. 3.1 – Emissivité de la raie 1-0 S(1) (en rouge, à gauche) et rapport des émissivités des raies 1-0 S(0) et 1-0 S(1) (en rouge, à droite) dans un choc C de paramètres $n_H=5.10^5 \text{ cm}^{-3}$, $V_S=35 \text{ km.s}^{-1}$ et $b=1$. La température des neutres est tracée en vert et l'abondance relative de H_2 en bleu.

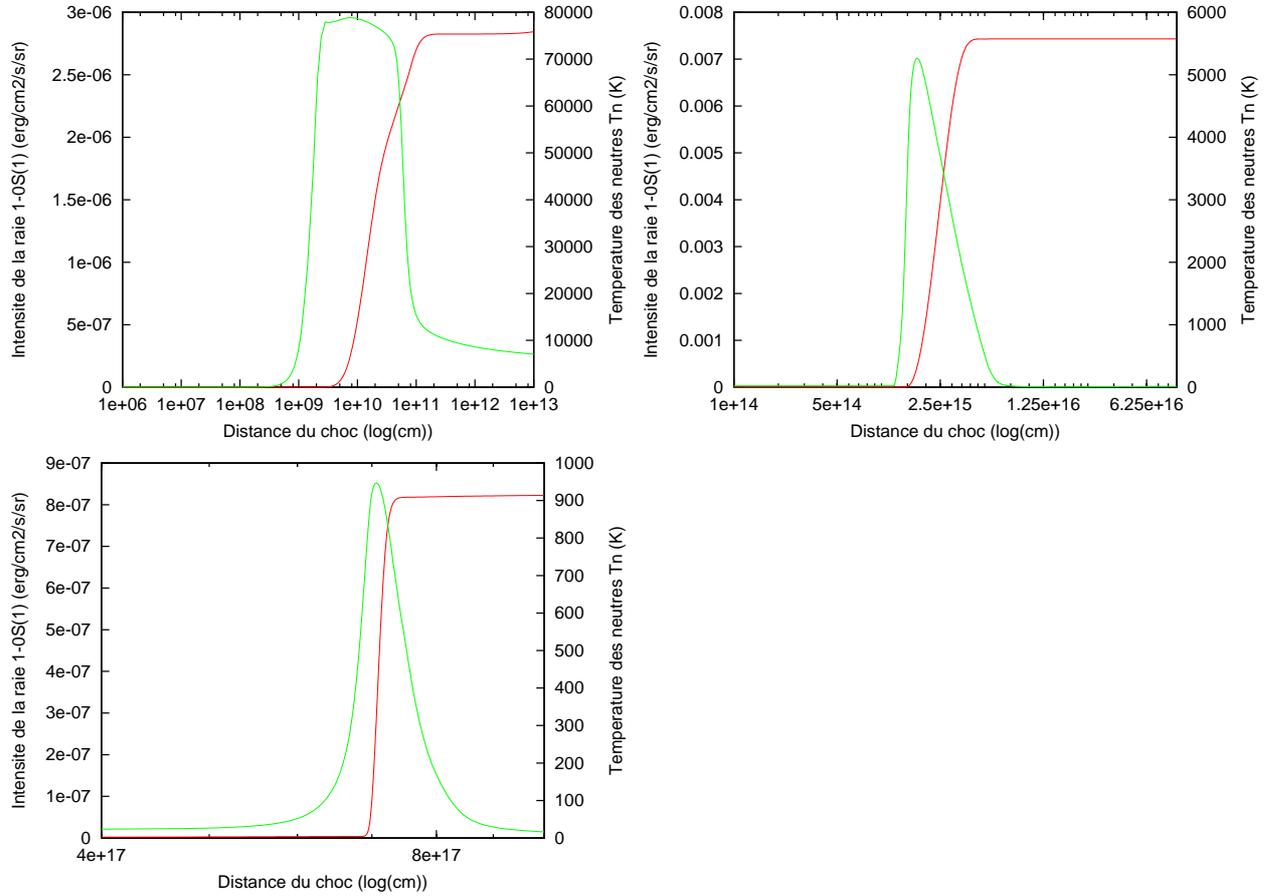


FIG. 3.2 – Variation de l'intensité de la raie 1-0 S(1) (en rouge) dans trois chocs de paramètres $n_H=5.10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $V_S=40 \text{ km.s}^{-1}$; un choc J (en haut à gauche) et des chocs C avec $b=1$ (en haut à droite) et $b=10$ (en bas à gauche). Egalement portée sur ces graphiques est la température des neutres (vert).

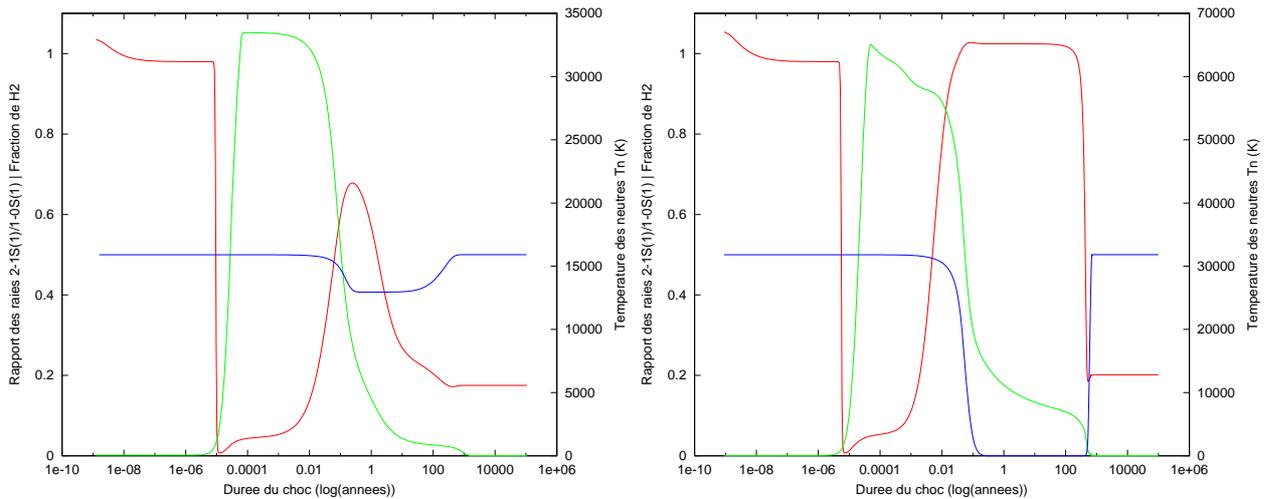


FIG. 3.3 – Variation du rapport des intensités des raies 2-1 S(1) et 1-0 S(1) (en rouge) dans deux chocs J de densité $n_H=5.10^3 \text{ cm}^{-3}$ et de vitesses 25 km.s^{-1} (gauche) et 35 km.s^{-1} (droite). La température des neutres est tracée en vert et l'abondance relative de H₂ en bleu.

Premièrement il convient de définir précisément les quantités dont on va parler ici :

- L'émissivité ϵ des raies est une quantité purement locale dans les modèles, très faible avant la perturbation due à l'onde de choc elle croît rapidement lorsque la compression du milieu se produit et que le refroidissement radiatif par H_2 devient efficace. Ensuite elle décroît plus ou moins rapidement à mesure que la température diminue dans la zone post-choc ; par conséquent l'émissivité présente un profil piqué caractéristique dans le profil de choc (voir figure 3.1)
- L'intensité des raies intégrée sur le profil du choc s'obtient facilement en intégrant l'émissivité sur une distance caractéristique, la relation exacte étant $I(z) = \int_{z_0}^z \frac{\epsilon(z')}{4\pi} dz'$. Lorsque la distance z est prise voisine de la taille caractéristique du choc on dit que l'intensité résulte d'une intégration sur tout le profil. On peut effectuer ce choix en regardant la variation de $I(z)$ comme sur la figure 3.2 et en déterminant la distance à partir de laquelle l'intensité devient constante.

La figure 3.2 permet premièrement de mettre en évidence les différences d'échelle (intensité et taille caractéristique) existant entre les chocs J et les chocs C. A savoir que la croissance de la température puis le refroidissement du gaz se produisent sur une échelle beaucoup plus réduite dans un choc J, 10^{13} cm soit 0.6 UA, que dans un choc C, au moins 10^{15} cm soit un peu moins de 100 UA. Cette différence dans les échelles est due d'une part aux précurseurs magnétiques dans les chocs C qui chauffent le gaz plus tôt que dans les chocs J, et d'autre part à la dissipation de l'énergie plus rapide dans les chocs J du fait de l'absence de champ magnétique gelé dans le gaz.

Cette figure montre également que la température maximale atteinte par le gaz est d'autant plus faible que le champ magnétique est intense, une partie de l'énergie initiale allant à la compression de ce champ. Cela a des conséquences importantes sur les intensités de toutes les raies émises par le milieu, en particulier celles de H_2 . Un gaz à plusieurs dizaines de milliers de Kelvin existant dans les chocs J n'ayant absolument pas le même spectre en émission que du gaz à 1000 K trouvé dans les chocs C avec fort champ magnétique.

La dissociation de la molécule se produit pour des vitesses relativement faibles dans le cas des chocs J : environ 30 km.s^{-1} . Dans le cas des chocs C le problème de la dissociation ne se pose pratiquement pas, sauf dans des conditions relativement extrêmes de vitesse très élevée et de densité faible. L'augmentation du champ magnétique permet d'atteindre des vitesses de plus en plus élevées. En effet dans ce cas la température atteinte par le gaz est de plus en plus faible et les molécules refroidissantes survivent plus facilement. Pour un choc C "extrême" vérifiant $n_H=10^3 \text{ cm}^{-3}$, $V_s=100 \text{ km.s}^{-1}$ et $b=10$ le taux de dissociation de H_2 atteint tout juste les 5 %, à comparer avec la dissociation totale pour un choc J ayant pour paramètres $n_H=10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $V_s=35 \text{ km.s}^{-1}$.

C'est cette dissociation qui restreint les vitesses et densités caractéristiques pouvant être utilisées pour simuler un choc C. En effet il est possible qu'une discontinuité soit créée du fait de cette dissociation, le choc C se transforme alors en choc J.

3.5.3 Grilles utilisées et leur justification

- Densités n_H caractéristiques du milieu interstellaire dense, comprises entre 10^3 cm^{-3} et 5.10^6 cm^{-3} .
- Vitesses de choc typiques obtenues à partir de jets protostellaires en appliquant la conservation de l'impulsion (voir section 3.1.3). Ces vitesses sont également liées à la dissociation éventuelle de la molécule.
- Pour les chocs C le champ magnétique est obtenu à partir de la loi d'échelle (Troland & Heiles 86)

$$B = b\sqrt{n_H} \quad (3.23)$$

n_H est en cm^{-3} et B en μG . En fait la véritable loi suppose $b=1$, mais elle est caractéristique du milieu interstellaire diffus, pour couvrir un plus grand nombre de cas une étude considérant des champs magnétiques 5 et 10 fois plus intenses ($b=5,10$) a également été menée. Pour les chocs J un champ magnétique strictement nul a été adopté, il n'y a donc pas de précurseur magnétique.

- Orientation du champ magnétique *toujours* orthogonale à la direction de propagation du choc, ce choix est lié à la compression du champ magnétique lorsque la densité du gaz augmente.
- Rapport ortho/para choisi égal à 3, donc la molécule est dans le rapport de ses dégénérescences.
- Formation de la molécule H_2 sur grains obéissant à une equipartition de l'énergie de désorption entre la surface, les degrés de liberté de translation et les degrés de liberté internes de la molécule.

3.5.4 Evolution inter-chocs

Dans cette section on discutera le comportement ainsi que les principales valeurs numériques des raies les plus importantes de la molécule H_2 en bande K dans les chocs J et les chocs C. Pour cela il est commode d'introduire un *espace des paramètres* pour les chocs ; un point de cet espace peut être défini par la donnée de la densité n_H du milieu ainsi que par la vitesse du choc V_s pour un choc J (pour un choc C on ajoute la valeur de la constante d'échelle magnétique b). D'autres facteurs peuvent modifier le comportement des intensités mais on a vu précédemment que le rapport ortho/para initial ainsi que le processus de formation de H_2 n'influent pas excessivement sur les valeurs numériques.

Dans la suite on portera graphiquement les intensités ou rapports de raies en fonction de la vitesse du choc et pour une densité donnée, dans le cas des chocs C trois graphes sont à considérer suivant que les valeurs $b=1$, $b=5$ ou $b=10$ aient été choisies. Dans cette section on discute uniquement le comportement des raies qui seront utilisées pour l'étude des chapitres 4 et 5.

Il est important lorsqu'on s'intéresse à des rapports de raies de garder au moins une intensité absolue à l'esprit. En effet lorsque les températures du gaz restent faibles (ce qui est le cas pour des vitesses de choc de l'ordre de 5 km.s^{-1} , et d'autant plus vrai pour des chocs C avec champ magnétique élevé) les émissivités des raies sont beaucoup trop faibles pour permettre une détection. Cependant les rapports de raies ne sont pas affectés par cet effet, ce qui peut conduire à des erreurs d'interprétation des données observationnelles. Ces valeurs formelles des rapports ont été conservées dans les représentations graphiques car elles restent valables d'un point de vue strictement théorique.

3.5.5 Chocs J

Lorsqu'on étudie le comportement de la raie 1-0 S(1) (qui est l'étalon adopté ici), le principal trait caractéristique est la brusque décroissance de l'intensité pour des vitesses allant de 15 à 25 km.s^{-1} et d'autant plus grandes que l'intensité est faible.

Il est normal que l'intensité croisse (à densité donnée) avec la vitesse, car plus l'énergie injectée au départ est importante et plus la température atteinte par le gaz est haute. Les niveaux d'énergie sont d'autant plus peuplés par une large fraction du gaz et l'émissivité des raies correspondantes doit croître. Le fait que l'intensité puisse décroître lorsque l'énergie injectée est importante est en fait lié au phénomène décelé dans la section précédente : la dissociation collisionnelle de la molécule. L'abondance du gaz moléculaire étant de plus en plus faible la population des niveaux s'en ressent obligatoirement, mais ce n'est pas tout. La disparition de H_2 entraîne un refroidissement moins efficace du gaz et l'intensité chute.

En ce qui concerne les rapports des raies, les variations sont relativement complexes à quantifier, la raison en est que la population de deux niveaux différents est mise en jeu. Les paramètres définissant la variation de ces rapports sont principalement les énergies des deux niveaux et la température du gaz.

Cette température permet de définir une distribution maxwellienne qui va régir la population des niveaux et donc les intensités des raies. De ce point de vue il est normal (voir figure 3.3) de constater que des rapports impliquant des niveaux énergétiquement proches, par exemple 2-1 S(1)/1-0 S(1) et 2-1 S(2)/1-0 S(1) ou 1-0 S(0)/1-0 S(1) et 1-0 S(2)/1-0 S(1), montrent des variations similaires. Il n'est pas nécessaire, je pense, de discuter d'avantage ces variations ; on pourra se rapporter à la section 2 de ce chapitre pour voir en détail comment les raies se forment dans les régions traversées par des ondes de choc.

Il est cependant intéressant de constater que les valeurs du rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) ne sont proches de 0.11 que pour des valeurs de V_s de 20 km.s^{-1} ou inférieures. Cette valeur de 0.11 a été classiquement celle adoptée depuis les premiers modèles de chocs J (Kwan 77), il est évident ici que des valeurs nettement plus élevées aux alentours de 0.4 pour des densités faibles sont possibles. Pour des densités moyennes, de l'ordre de 10^5 , et des vitesses de choc raisonnables il y a un regroupement des valeurs vers 0.18. Ces résultats montrent qu'il n'est pas souhaitable de se cantonner à une seule valeur de ce rapport, une dépendance vis-à-vis des paramètres existant indubitablement.

3.5.6 Chocs C et influence du champ magnétique

L'intensité des raies (figure 3.8) varie plus mollement dans les chocs C que dans le cas des chocs J. De plus une comparaison rapide avec les résultats des chocs J montre une différence significative entre intensités absolues, c'est toujours une conséquence des températures plus faibles atteintes dans les chocs C.

Q

3.6 Evolution des raies dans les PDRs

Les modèles de PDR utilisés ici sont également ceux de l'observatoire de Paris (Le Bourlot et al. 93, Le Petit et al. 2002), l'espace des paramètres utilisé est relativement similaire à celui des chocs : l'intensité du champ de rayonnement FUV remplaçant la vitesse de choc, la densité n_H du milieu restant un paramètre fondamental. Les densités utilisées pour l'élaboration des grilles sont identiques à celles adoptées pour les chocs : $n_H=10^3, 5.10^3, 10^4, 5.10^4, 10^5, 5.10^5, 10^6, 5.10^6 \text{ cm}^{-3}$.

En ce qui concerne le champ de rayonnement FUV (noté χ dans la suite), il peut adopter les valeurs $\chi=10^3, 5.10^3, 10^4, 5.10^4, 10^5, 5.10^5, 10^6, 5.10^6, 10^7$ exprimées en unités de champ de Draine (ce champ valant $2.72 \cdot 10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

La figure 3.11 montre les variations des six raies et rapports de référence sur le même modèle que les chocs, le champ de rayonnement χ remplaçant la vitesse du choc. Le premier effet qui ressort de ces graphiques est la différence de comportement des intensités selon les densités des PDRs considérés, en particulier le fait que ces intensités ne croissent pas de façon monotone avec χ en général. Plus précisément il y a croissance pour des densités supérieures à environ 3.10^5 cm^{-3} et relative constance sinon, ce qui signifie que l'excitation radiative est plus importante que les effets d'extinction aux hautes densités.

Cet effet de densité se retrouve amplifié dans tous les rapports de raies considérés, des valeurs plus faibles étant atteintes pour les fortes densités. Il est intéressant en particulier de constater la large gamme de valeurs pouvant être réalisées pour les fortes densités, alors que pour des densités plus raisonnables ces valeurs peuvent être approximées par une constante sans perdre beaucoup d'information (il faut également se rappeler que les incertitudes sur les données observationnelles ne permettent souvent pas de trancher dans ce cas).

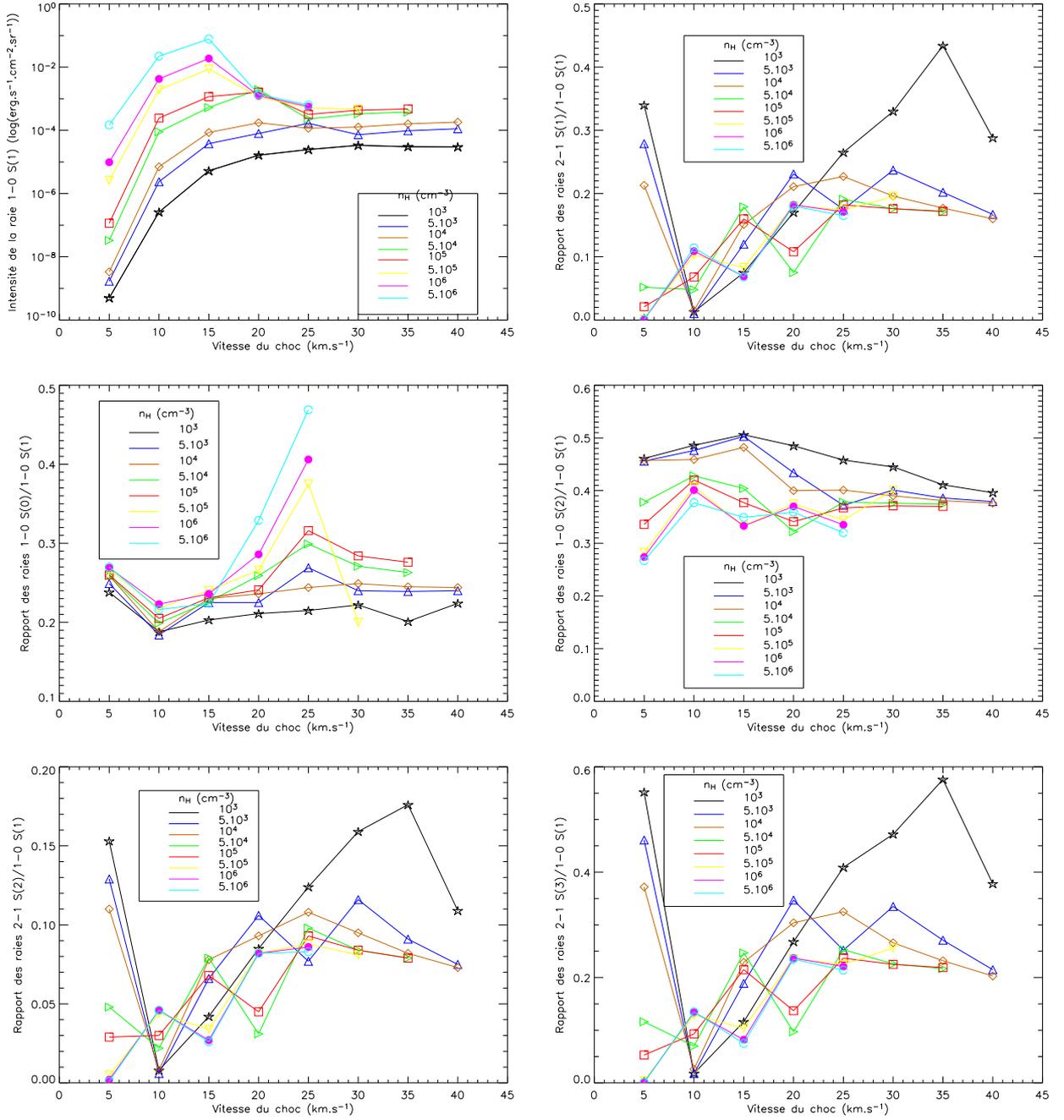


FIG. 3.4 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.

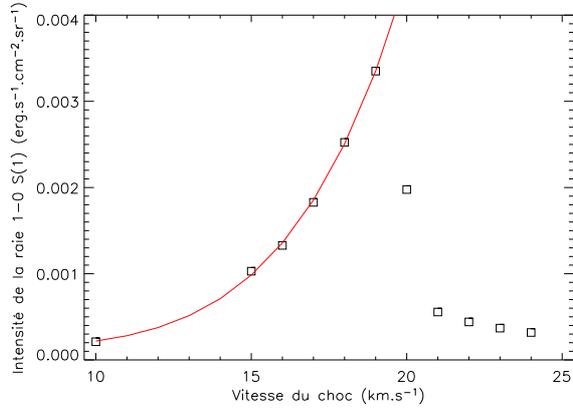


FIG. 3.5 – Intensité de la raie 1-0 S(1) en fonction de la vitesse du choc et pour une densité $n_H=10^5 \text{ cm}^{-3}$. L'ajustement est fait sur la partie non-dissociative de la courbe.

b

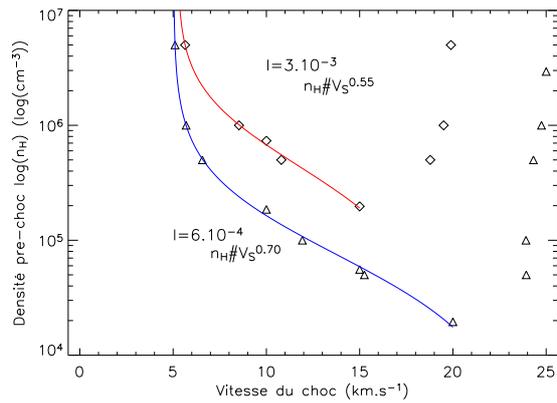


FIG. 3.6 – Courbes d'iso-intensité de la raie 1-0 S(1) dans l'espace des paramètres densité-vitesse du choc, tracées pour deux valeurs de l'intensité. L'ajustement de la partie non-dissociative des courbes fournit les lois de variation indiquées.

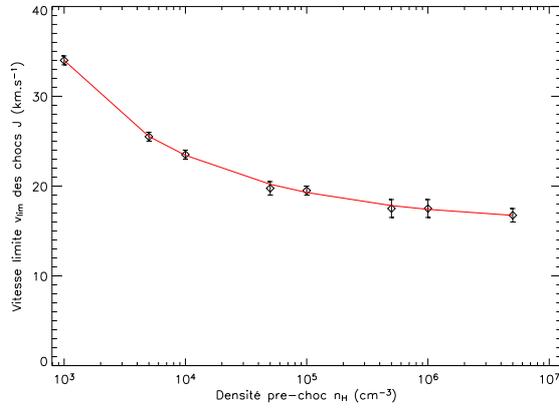


FIG. 3.7 – Vitesse limite des chocs J en fonction de la densité, définie comme la vitesse à laquelle les intensités des raies de H_2 stoppent leur croissance

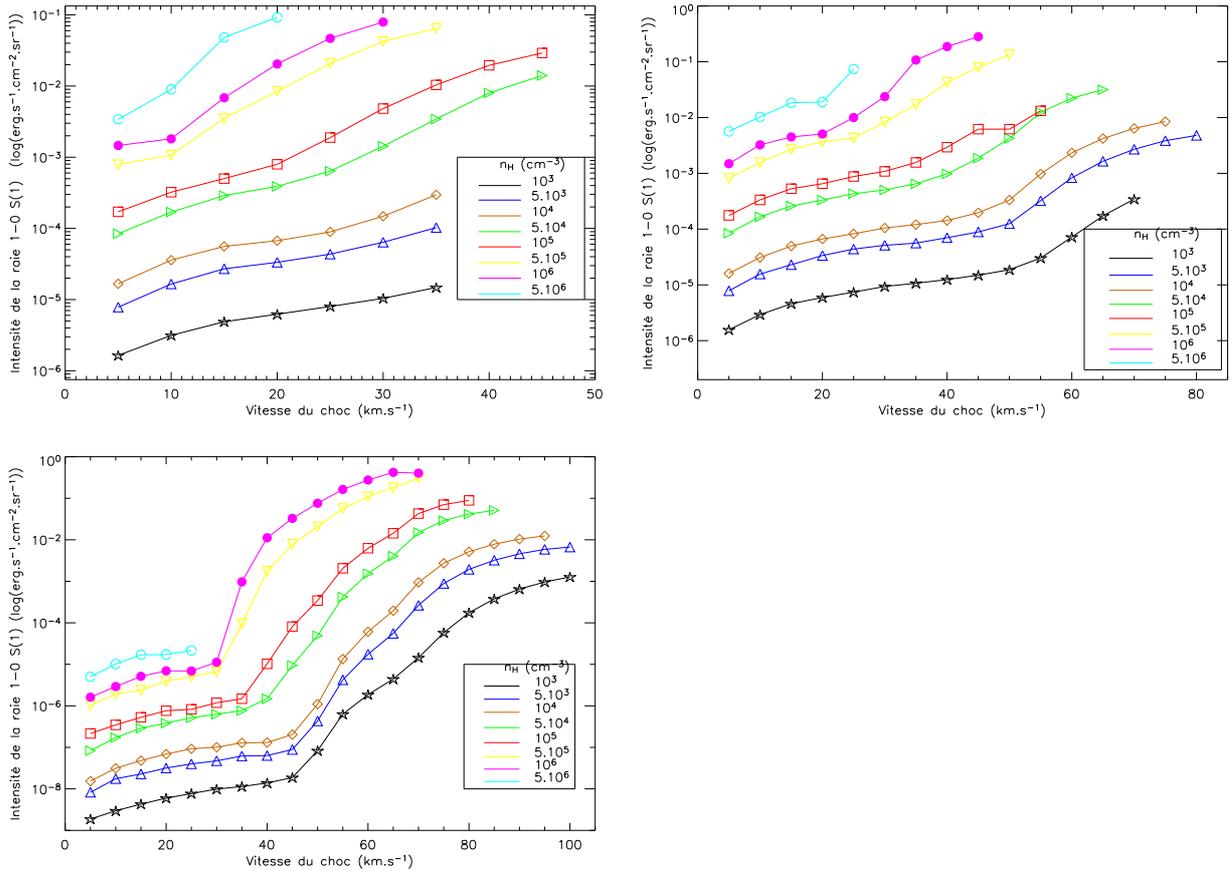


FIG. 3.8 – Variation de l'intensité de la raie 1-0 S(1) (définie en section...) pour des chocs C d'échelle magnétique $b=1$, $b=5$ et $b=10$.

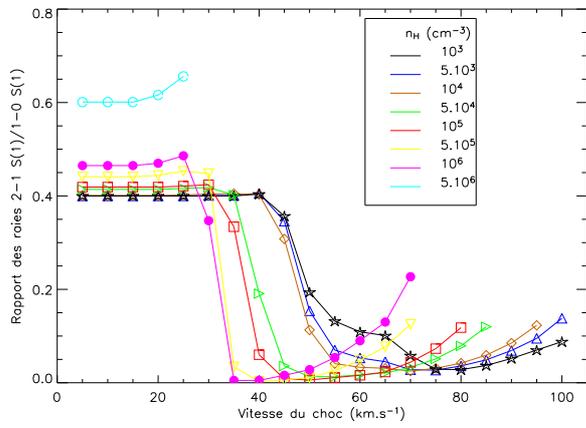
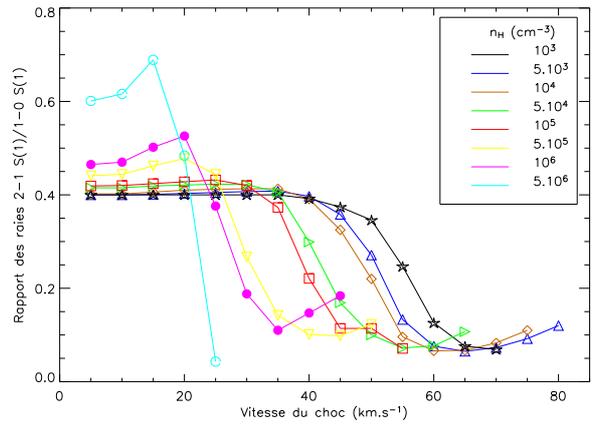
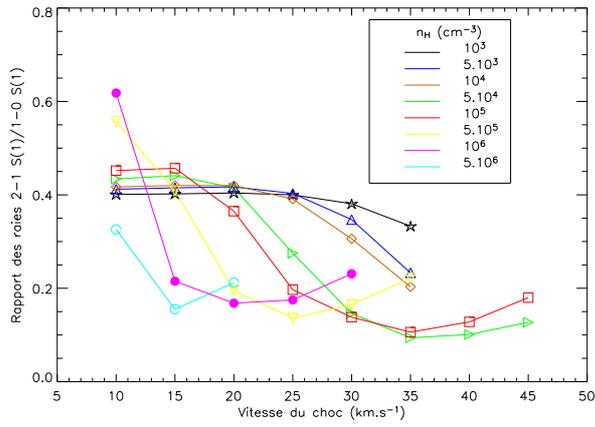


FIG. 3.9 – Variation du rapport des raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) pour des chocs C d'échelle magnétique $b=1$, $b=5$ et $b=10$.

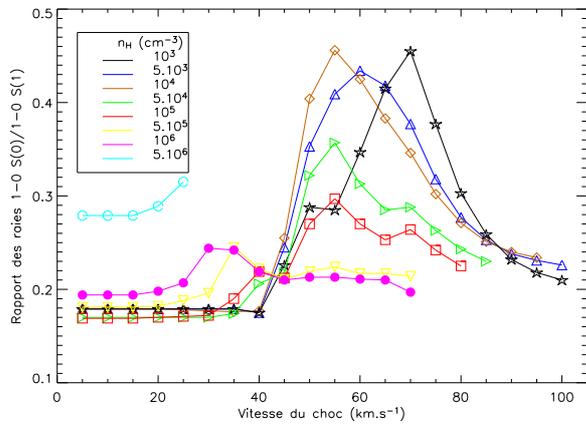
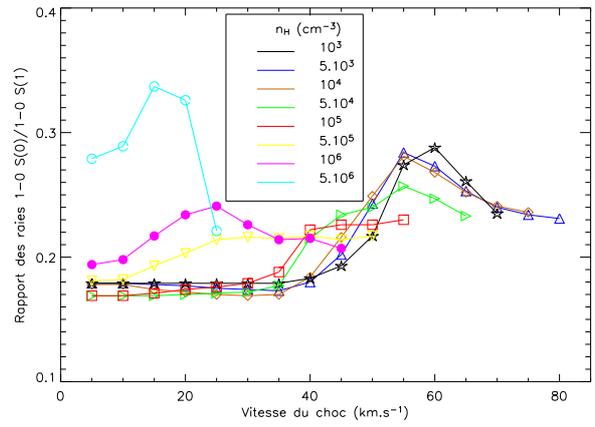
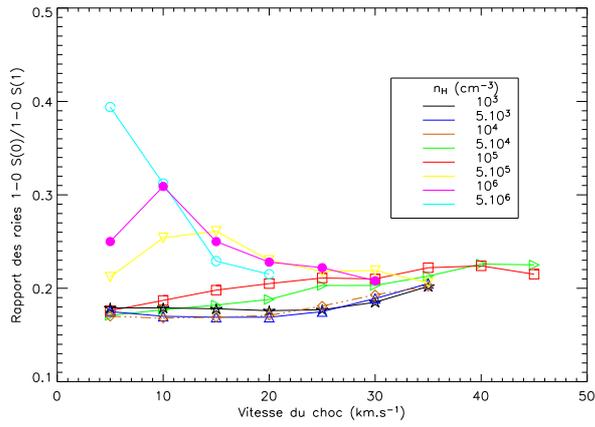


FIG. 3.10 – Variation du rapport des raies 1-0 S(0)/1-0 S(1) pour des chocs C d'échelle magnétique $b=1$, $b=5$ et $b=10$.

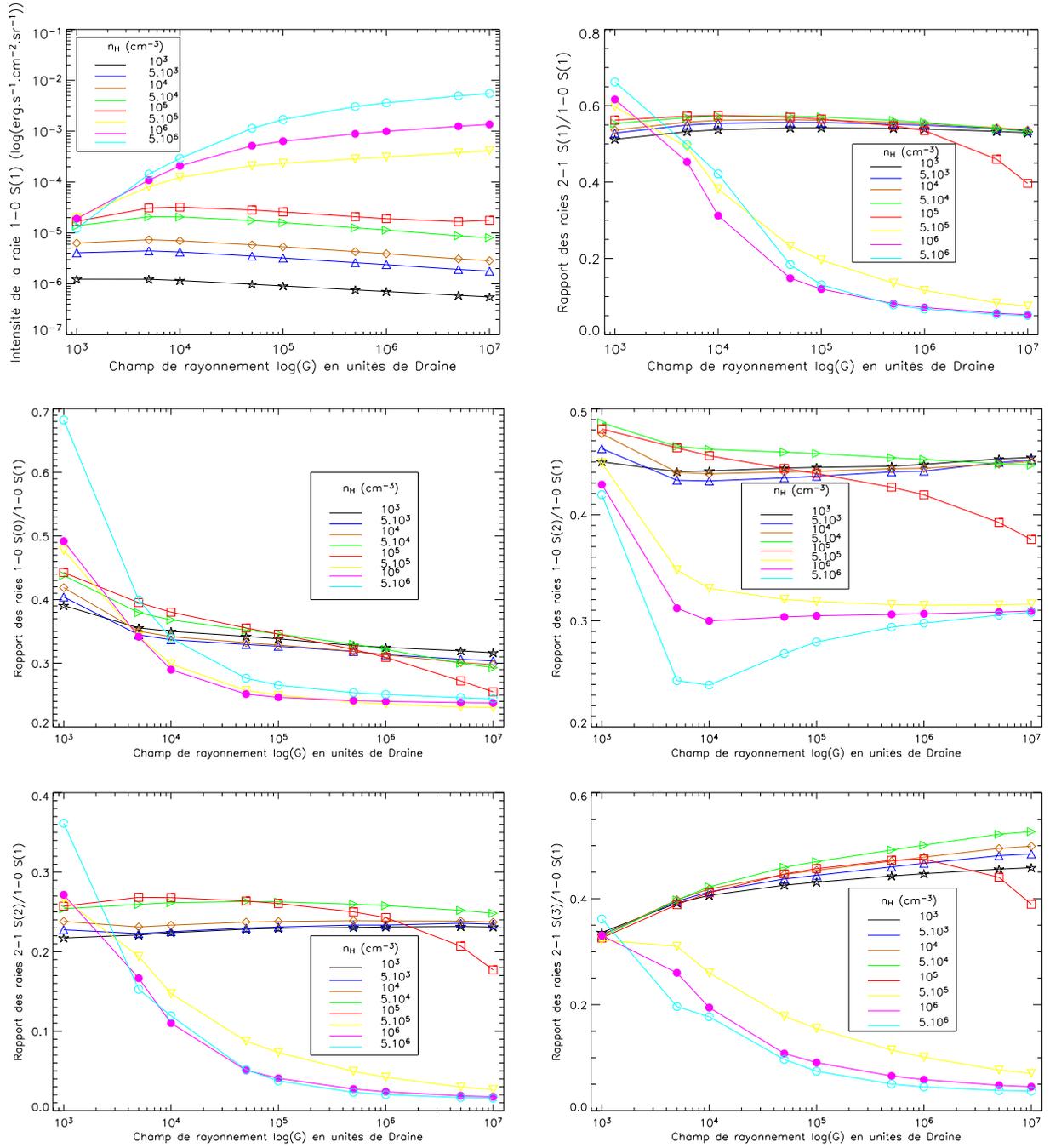


FIG. 3.11 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude dans les modèles de PDRs.

Le rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) mérite une mention spéciale, sa valeur standard calculée dans les études précédentes (Black & van Dishoeck 87) varie entre 0.5 et 0.6 (nominalement 0.54 est la valeur habituellement adoptée). Cette valeur est en fait caractéristique d'un milieu relativement diffus comme notre étude le montre, dans ce cas cette valeur est très peu dépendante du champ de rayonnement : le rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) peut donc à une très bonne approximation être pris égal à 0.54 pour des densités inférieures à 10^5 cm^{-3} .

Dans le cas d'un milieu dense la valeur du rapport décroît par contre fortement avec le champ de rayonnement, pouvant atteindre des valeurs beaucoup plus faibles que 0.1. Une comparaison observationnelle précise basée sur ce rapport doit tenir compte de cet effet.

3.7 Comparatif : les raies de H₂ et les informations qu'elles apportent

Compte tenu des résultats détaillés concernant les raies émises par la molécule d'hydrogène dans les chocs (de type J ou C) et dans les PDRs, mais également des effets atmosphériques vus au chapitre 2, il est possible de dresser un portrait des meilleures raies pour l'identification des processus en jeu dans le milieu interstellaire. Tous les rapports discutés ici sont relatifs à 1-0 S(1).

3.7.1 La raie 2-1 S(1)

Le rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) est un excellent traceur des PDRs diffus, de densité n_H inférieure à 8.10^4 cm^{-3} . Des valeurs comprises entre 0.5 et 0.6 de ce rapport ne peuvent en effet jamais être obtenues dans les modèles de chocs J, les valeurs maximales étant d'environ 0.45. De plus les valeurs habituelles de ce rapport dans les chocs J varient autour de 0.2, sauf pour des densités faibles (inférieures à 5.10^3 cm^{-3}). En pratique des valeurs supérieures à 0.3 éliminent donc une grande partie des modèles de chocs J. Il faut cependant souligner que pour des valeurs du champ de rayonnement inférieures à 10^4 des rapports compris entre 0.5 et 0.6 (et même légèrement supérieurs) peuvent être obtenus dans des PDRs denses.

En ce qui concerne justement ces PDRs, le rapport considéré ici est moins avantageux pour la discrimination avec les modèles de choc, dans la mesure où toutes les valeurs comprises entre 0.05 et 0.65 peuvent être obtenues suivant la densité et le champ de rayonnement choisis. Cependant, si des valeurs plus faibles que 0.5 sont obtenues et que d'autres éléments observationnels (par exemple l'absence de dynamique) font pencher en faveur d'un modèle PDR, ce rapport de raies peut permettre de déterminer relativement précisément la densité et le champ de rayonnement. Signalons enfin que d'une part il est très difficile de discriminer entre chocs C, chocs J et PDRs denses pour des valeurs du rapport comprises entre 0 et 0.2, d'autre part plus généralement le rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) n'est pas optimal pour faire la distinction entre chocs J et chocs C. Pourtant, des valeurs de 0.4 obtenues dans les modèles de chocs C sont supérieures aux valeurs maximales pouvant être atteintes dans les chocs J, et cette propriété pourrait donc en théorie être utilisée comme élément de discrimination. Mais il faut savoir que la partie "horizontale" des courbes à densité constante dans les chocs C est purement formelle, les températures ne sont en effet pas suffisantes pour exciter les niveaux rotationnels correspondant au niveau vibrationnel $v=2$.

3.7.2 Les autres rapports de raies

La raie 1-0 S(0)

Le rapport 1-0 S(0)/1-0 S(1) peut permettre de tracer les chocs C, dans la mesure où des valeurs plus faibles que 0.2 peuvent être obtenues. Il n'est pas possible d'atteindre des valeurs si peu élevées dans les modèles de PDRs, de plus seul un domaine restreint de paramètres permet d'obtenir des valeurs

inférieures à 0.2 dans les modèles de chocs J. On peut affirmer dans la plupart des cas que des valeurs plus faibles que 0.2 sont caractéristiques des chocs C se propageant dans un milieu diffus. Des valeurs supérieures à 0.5 peuvent également être utilisées pour caractériser les PDRs les plus denses, avec $n_H > 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Enfin, pour les PDRs diffus on est entre 0.3 et 0.45 alors qu'on est en général en dessous de 0.3 pour les mêmes densités dans les chocs J. Dans le cas de milieux diffus ce rapport peut donc éventuellement permettre de trancher entre chocs J et PDRs.

La raie 1-0 S(2)

A lui seul le rapport 1-0 S(2)/1-0 S(1) ne permet pas de différencier efficacement les différents modèles théoriques, en particulier les valeurs de ce rapport sont très voisines dans les modèles de PDRs et de chocs J. La situation est meilleure vis-à-vis des chocs C, par exemple des valeurs du rapport supérieures à 0.5 permettent d'exclure de manière pratiquement certaine les chocs J et les PDRs comme mécanismes d'excitation, au profit des chocs C.

La raie 2-1 S(2)

Tout comme 2-1 S(1), la raie 2-1 S(2) permet de discriminer les modèles de PDR des modèles de chocs J dans le cas des PDRs diffus. Cette fois les valeurs caractéristiques dans ces PDRs diffus se situent entre 0.2 et 0.3, alors que dans les chocs J les valeurs correspondantes sont toujours inférieures à 0.2. Les propriétés relatives aux chocs C sont similaires à celles énoncées pour la raie 2-1 S(1).

La raie 2-1 S(3)

Même si le rapport impliquant 2-1 S(3) a un comportement proche de celui obtenu pour les raies 2-1 S(1) et 2-1 S(2), sa variabilité dans les modèles de PDRs est supérieure. Pour les milieux diffus des valeurs comprises entre 0.3 et 0.55 sont calculées par ces modèles, alors que pour les raies précédemment citées l'intervalle de variation est nettement plus faible. Des valeurs supérieures à 0.5 sont explicables par un grand nombre de modèles de chocs C, alors que de telles valeurs ne peuvent être obtenues qu'en utilisant un nombre restreint de paramètres dans les chocs J et les PDRs.

3.7.3 Conclusion

De cette étude il ressort que les rapports les plus utiles pour tracer les PDRs sont 2-1 S(1)/1-0 S(1) et 2-1 S(2)/1-0 S(1) (dans une moindre mesure 2-1 S(3)/1-0 S(1)), mais ce seulement pour les milieux diffus. Les rapports 1-0 S(0)/1-0 S(1) et 1-0 S(2)/1-0 S(1) sont eux plus à même de permettre de discriminer entre les modèles de chocs C et de chocs J. Ces résultats traitent le cas où on ne dispose que d'un seul rapport de raies pour déterminer le processus d'excitation du gaz moléculaire. Mais pour une étude en bande K on possède en général des informations sur tous ces rapports, le fait qu'ils soient complémentaires les uns des autres est la base des études observationnelles réalisées dans cette thèse.

Chapitre 4

L'émission IR du nuage moléculaire d'Orion

4.1 Une région massivement étudiée

4.1.1 Situation de la nébuleuse de Kleinmann-Low

La partie proche de la région HII M42 est dénommée OMC-1, c'est la région la plus étudiée du nuage moléculaire géant d'Orion. De nombreuses étoiles massives s'y forment, faisant de cette région l'une des plus brillantes du ciel en IR. La source la plus active et lumineuse se nomme Irc2 (Infrared center 2) et se trouve au centre de la nébuleuse dite de Kleinmann-Low, en fait une cavité infrarouge caractérisée par une dynamique violente donnant naissance à l'émission IR intense détectée.

L'essentiel du gaz moléculaire est réparti le long d'une crête (ou ridge) de direction NE-SW (voir figures 4.1 et 4.2). Cette crête est caractérisée par des raies spectrales moléculaires étroites (entre 3 et 5 km.s⁻¹ FWHM, caractéristiques d'une faible turbulence du milieu), une température d'environ 60 K et des densités voisines de 10⁵ cm⁻³ (McCaughrean et al. 97). Aux échelles comparables à la taille de la nébuleuse de Kleinmann-Low (notée nébuleuse KL dans la suite), soit environ 100'', on trouve la région dite du plateau caractérisée par des raies larges (30 km.s⁻¹ FWHM). Cette largeur importante est attribuée à des mouvements macroscopiques de matière du fait d'un flux à grande échelle provenant du voisinage de la source Irc2 (la formation stellaire à l'oeuvre ayant également son importance).

Lors d'observations non résolues de la nébuleuse KL (Beckwith et al. 78) il a été possible de mettre en évidence un système de raies de largeur 20 km.s⁻¹ centré à 9 km.s⁻¹ par rapport à la vitesse du centre de la nébuleuse, provenant d'une structure aplatie (peut-être un disque ou un tore de matière, nommé simplement "Disque" sur la figure 4.1). Un autre système de raies est centré à 5 km.s⁻¹ et a comme largeur entre 5 et 10 km.s⁻¹. Sa température se situe entre 100 et 200 K, la condensation de matière dense associée est supposée être chauffée par Irc2 et lentement détruite : on l'appelle traditionnellement le cœur chaud (figure 4.1).

Au sud de Irc2 on a des régions avec des températures d'environ 150 K à des vitesses typiques de l'ensemble de la nébuleuse : cet ensemble est la crête compacte provenant de la rencontre du flot de matière avec le nuage moléculaire OMC-1. La vitesse systémique du gaz change de part et d'autre d'Irc2, ce qui a conduit à penser que ce dernier objet était le centre d'un flot bipolaire.

A une distance de 0.9 pc (projetée sur le plan du ciel) de la nébuleuse KL (Ferland 2001) se situe l'amas du Trapèze (figure 4.2) constitué d'une vingtaine d'étoiles jeunes, c'est le rayonnement UV émis par cet ensemble qui est à l'origine de la barre d'Orion (limite de la région HII) située au sud-est de M42

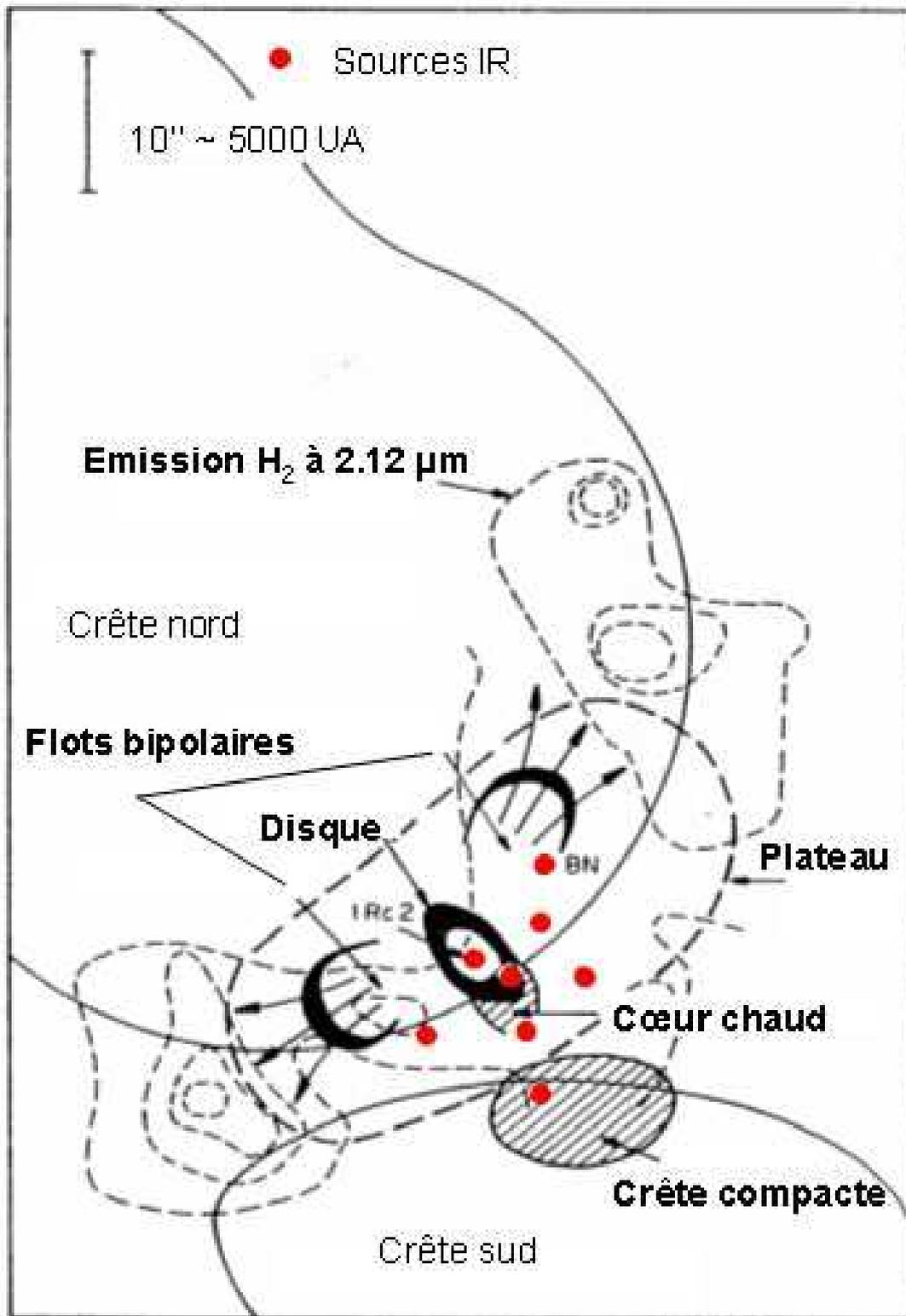


FIG. 4.1 – Environnement proche de la nébuleuse de Kleinmann-Low (d'après Irvine et al. 87). Les sources IR sont représentées en rouge.

(figure 4.2). Dans l'autre direction, celle de la nébuleuse KL, on s'enfonce plus profondément dans le nuage moléculaire et la région HII se prolonge en région PDR (Störzer & Hollenbach 99). L'émission IR de H_2 associée à cette PDR pourrait se situer justement dans la zone d'Irc2. La caractéristique principale de la nébuleuse de Kleinmann-Low est ainsi clairement exposée : une région influencée par sa dynamique interne mais également par l'action d'un champ de rayonnement intense (O'dell 2001).

La structure du champ magnétique présente un effet intéressant dans l'environnement proche de la nébuleuse KL : une brusque inflexion des lignes de champ au niveau exact de cette nébuleuse (figure 4.2 et observations dans Schleuning 98 ainsi que dans Crutcher et al. 99). Cette morphologie a des conséquences importantes qui seront discutées dans les sections 4.6 et 4.7.

4.1.2 Intérêt de la nébuleuse KL et de son environnement

Outre la formation d'étoiles massives mentionnée précédemment, des objets protostellaires de faible masse (T-Tauri) ont été détectés dans le nuage moléculaire (Mundy et al. 86), ainsi que des disques (proplyds) désagregés dans la région HII (O'dell et al. 93). La richesse de la chimie dans OMC-1 (au vu des très nombreuses espèces détectées), liée ou non à la formation stellaire, fait tout l'intérêt de la région. Des différences de composition notables apparaissent selon la zone considérée, faisant de l'ensemble de OMC-1 un parfait laboratoire pour la physico-chimie du milieu interstellaire. Le prix à payer est la complexité des analyses due aux effets de confusion sur la ligne de visée et donc aux nombreux effets physiques pouvant se superposer.

OMC-1 est également la région de formation d'étoiles massives la plus proche de nous (460 pc, Bally et al. 2000), cette propriété en fait la région la plus brillante du ciel dans le proche infrarouge. La nébuleuse a souvent servi d'étalon pour la physique du milieu interstellaire, de nombreuses molécules interstellaires y ayant d'abord été découvertes. C'est dans la nébuleuse KL que l'évidence de l'existence d'un milieu interstellaire dynamique a vu le jour. Les transitions rovibrationnelles de la molécule d'hydrogène y furent d'abord détectées (Gautier et al. 76) et, devant l'impossibilité de leur explication par les modèles de fluorescence alors en vigueur, des modèles de chocs hydrodynamiques (Kwan 77) puis magnétohydrodynamiques (Draine 80) furent pour la première fois considérés. L'interaction avec la PDR créée par le Trapèze en fait également un test intéressant pour les modèles correspondants (Störzer & Hollenbach 99, Ferland 2001).

La proximité de la nébuleuse permet d'atteindre des résolutions spatiales inégalées pour l'étude du milieu interstellaire à très faible échelle. Par exemple, des observations menées au VLT en bande K sont susceptibles d'atteindre une résolution spatiale de $0.4''$ (FWHM) sans optique adaptative, ou $0.06''$ (55 UA) avec le système d'optique adaptative NACO. Au CFHT des résolutions de $0.13''$ (115 UA) peuvent être atteintes avec l'optique adaptative PUEO. Des observations terrestres dans l'IR proche peuvent ainsi contourner le problème de séparation des sources qui se produit dans le domaine millimétrique, du fait de la taille des faisceaux mis en jeu.

Ces très hautes résolutions permettent de sonder le milieu aux échelles caractéristiques de la longueur de Jeans (voir chapitre 2), ainsi qu'aux échelles théoriques de la turbulence et de la fractalité éventuelle (Vannier et al. 2001, Falgarone et al. 2004). La formation stellaire simple ou induite est ainsi idéalement caractérisée, en partie grâce au fait (voir chapitre 3) que les longueurs caractéristiques des chocs et PDRs sont du même ordre de grandeur que les résolutions pouvant être atteintes. La résolution des fronts de choc fait partie des objectifs en théorie possibles à atteindre avec le système NACO installé au VLT.

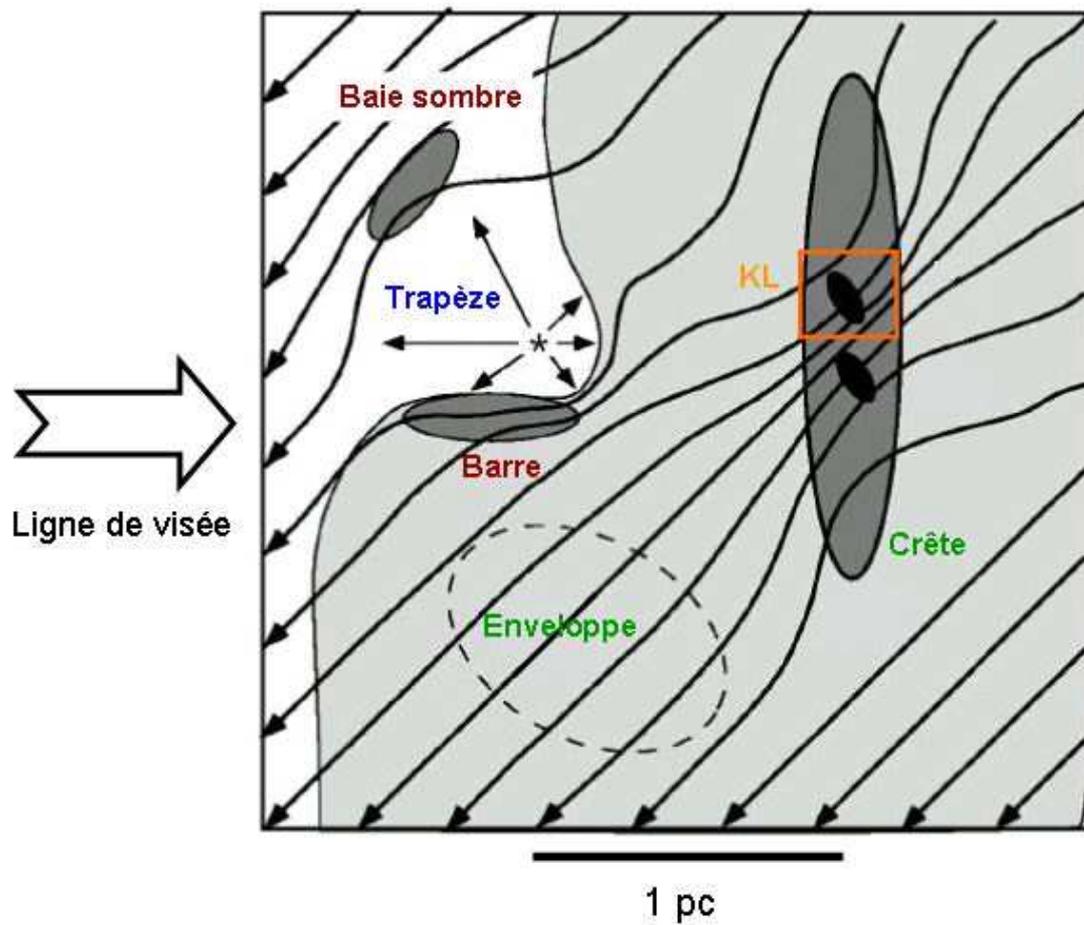


FIG. 4.2 – Localisation schématique de la nébuleuse de Kleinmann-Low (KL) par rapport à OMC-1, vue perpendiculairement à la ligne de visée (d'après Schleuning 98).

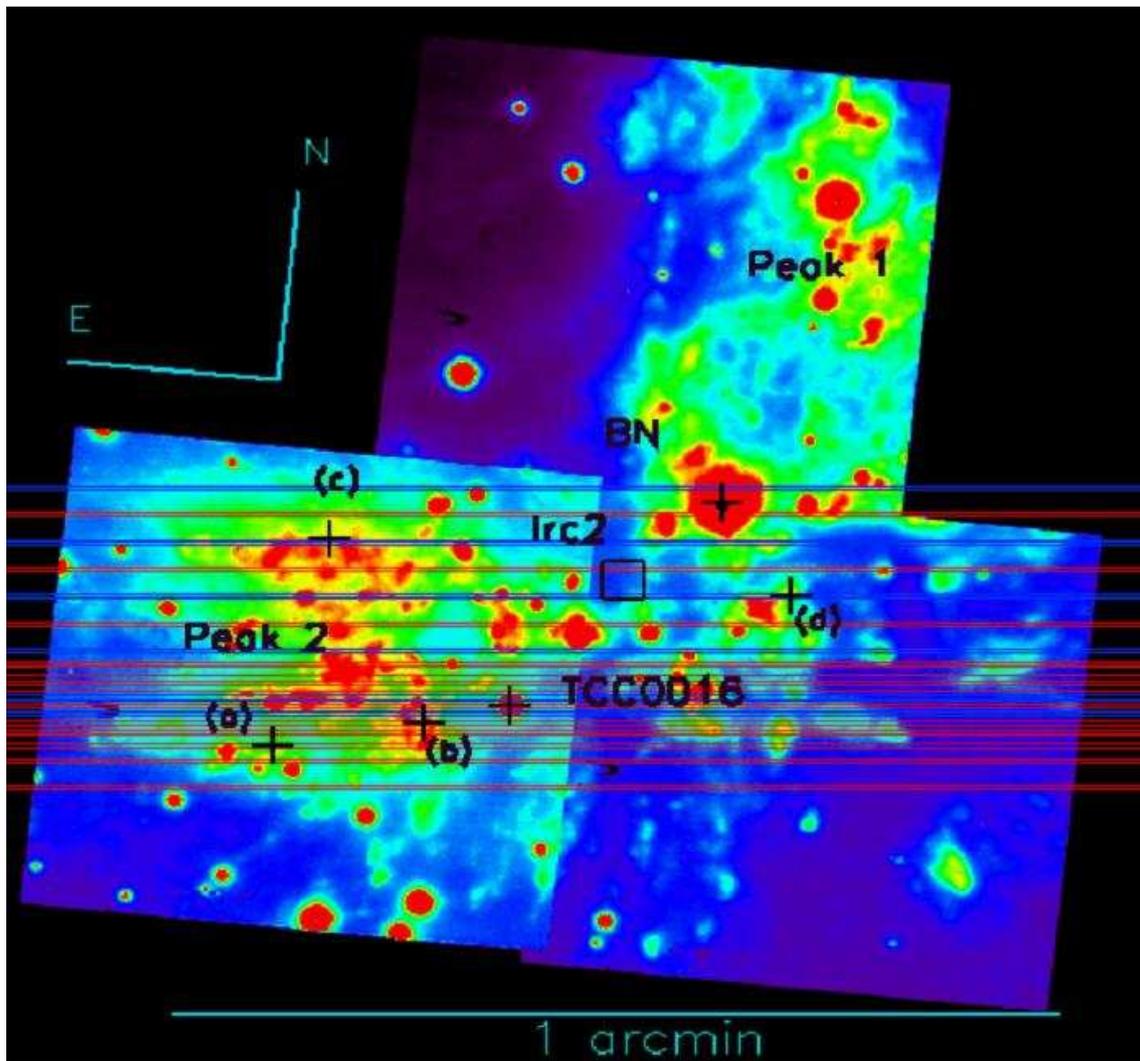


FIG. 4.3 – Nébuleuse de Kleinmann-Low observée avec l'instrument GriF au CFHT, cette carte est la juxtaposition de trois champs de 36''x36'' chacun.

4.1.3 Morphologie de la nébuleuse

Le premier élément d'intérêt est la concentration de l'émission quadrupolaire de H_2 dans deux lobes bien différenciés. Ces deux pics d'émission détectés d'abord avec de faibles résolutions spatiales sont classiquement dénommés pic 2 pour le lobe sud-est et pic 1 pour le lobe nord-ouest (Beckwith et al. 78). Des observations en champ large mettent en évidence les limites bien déterminées de la nébuleuse IR. La structure de la nébuleuse indique une dynamique puissante à l'oeuvre. C'est particulièrement frappant lorsqu'on se place en bordure des lobes où des chocs d'étrave (bow shocks) sont parfaitement visibles (Allen & Burton 93, Lacombe et al. 2004). Ces formes caractéristiques nommées "bullets" se situent à environ 20 000 UA de l'origine supposée du flux de matière. ces chocs d'étrave sont créés lorsque des instabilités rencontrent le gaz moléculaire ambiant (Smith 91).

Il est facile de prévoir que la source de cette dynamique se situe dans le centre de la nébuleuse, à proximité de Irc2 et de l'objet de Becklin-Neugebauer (dénommé objet BN dans la suite), une des sources IR dominantes dans la nébuleuse. Cet objet peut en fait être résolu en une multitude de sources, il semble (Dougados et al. 93) qu'il ne s'agisse pas d'étoiles massives fortement rougies mais de véritables objets protostellaires. Les mouvements de gaz à grande échelle ont vu leur origine légèrement revue récemment (Lacombe et al. 2004) dans le voisinage de la source infrarouge Irc2, comme le montre l'étude de la direction estimée des différents chocs d'étrave. De fait la source de l'outflow a été calculée être pratiquement superposée à la source dite "n", dans une zone de taille inférieure à 1" et non excessivement lumineuse (encadrée par un rectangle noir dans la figure 4.3).

Outre la structure générale en double flux de matière de la nébuleuse il existe de nombreux noeuds d'émission (ou clumps) répartis pratiquement uniformément dans les deux lobes, les plus proéminents ayant été baptisés du nom de Irc (Infrared compact). Ainsi Irc1 est l'objet BN, Irc2 est dans le voisinage de la source du flux de matière, Irc7 correspond à un ensemble de masers H_2O situés dans la zone sud de la nébuleuse, etc... (voir points rouges dans la figure 4.1). De nombreux autres objets peuvent être résolus et même étudiés via leur structure interne (Stolovy et al. 98), les deux lobes de la nébuleuse semblent être dynamiquement différents (Gustafsson et al. 2003) surtout à faible échelle. L'étude de la cinématique à l'échelle de quelques unités astronomiques permet de mettre en évidence une structure fine en vitesse, a priori liée aux noeuds d'émission évoqués précédemment.

4.1.4 Historique de la modélisation

Les transitions de la molécule d'hydrogène ont été au cœur des observations et modélisations de la nébuleuse KL depuis les premières détections dans l'IR (Gautier et al. 76). Simultanément à cette première série d'observations il fut démontré que les modèles d'excitation radiative suivie de fluorescence ne permettaient pas de reproduire les intensités des raies rovibrationnelles. L'explication de ces intensités par des chocs hydrodynamiques simples (en fait des chocs J sans précurseur magnétique) donna ensuite des résultats relativement conformes aux observations (Kwan 77, Hollenbach & Shull 77). Cependant des mesures de vitesse du gaz réalisées ultérieurement ont montré que les vitesses de choc nécessaires provoqueraient une dissociation totale de la molécule d'hydrogène, les chocs J furent alors abandonnés. Des raies IR de H_2 ayant cependant été détectées dans le jet central de la nébuleuse et à grande échelle (Nadeau & Geballe 79), les ailes supersoniques de ces raies s'étendant jusqu'à 100 km.s^{-1} en décalage par rapport au centre, des chocs étaient toujours envisagés comme mécanisme d'excitation.

A la même époque les premiers modèles de chocs C faisaient leur apparition (Draine 80, Chernoff et al. 82), et dès lors ils furent utilisés pour l'analyse des observations spectroscopiques de la nébuleuse. Les travaux de Brand et al. (1988) ainsi que ceux de Burton et al. (1989) sont parmi les plus complets en ce qui concerne les comparaisons avec des modèles de chocs plan-parallèle. Plus récemment dans Vannier

et al. (2001) il est fait usage de versions précédentes des modèles décrits au chapitre 3 pour expliquer l'intensité des raies 1-0 S(1) et 2-1 S(1) dans la nébuleuse. Des modèles de chocs J et C ont été utilisés pour décrire ces observations, mais le plus souvent un même modèle de choc s'est montré incapable de reproduire simultanément les deux intensités mesurées. La dernière étude impliquant les modèles de choc de l'observatoire de Paris (chapitre 3 pour les références) est due à Kristensen et al. 2003, elle reprend le même principe que celle de Vannier et al. : essayer de reproduire les intensités des raies 1-0 S(1) et 2-1 S(1). L'avantage des observations utilisées pour cette étude est une excellente résolution spatiale, qui rend la structure interne de certains noeuds d'émission atteignable. Voir section 4.4 pour l'exposé de ces observations.

Outre les intensités des raies rovibrationnelles de H₂, l'étude de leurs profils est également riche en informations. On a vu en section 4.1 que les largeurs des raies variaient légèrement dans l'environnement de la nébuleuse, des raies larges tendraient à prouver que des chocs J sont à l'oeuvre du fait des températures supérieures atteintes. La largeur élevée (accompagnée d'ailes lorentziennes supersoniques développées) des raies moléculaires de CO (Kwan & Scoville 76) a été un argument décisif en faveur des premiers modèles de chocs J. Plus tard (Sugai et al. 95, Chrysostomou et al. 97) des études du champ de vitesse global dans la nébuleuse ont montré avec certitude l'existence d'au moins trois composantes spectrales, ce qui avait donné l'illusion de raies larges à faible résolution spectrale. Des études récentes (Gustafsson et al. 2003 et cette thèse) font état d'une dynamique très complexe dans la nébuleuse, devant être encore d'avantage étudiée.

Les chocs d'étrave vus à grande échelle sont sans doute les meilleurs arguments en faveur d'une explication dynamique à la luminosité élevée dans la nébuleuse. Ils ont été étudiés d'un point de vue à la fois observationnel et théorique par Raga et al. 88, Smith 91, Allen & Burton 93 et Tedds et al. 99. Le principal problème concernant ces chocs est l'absence de modèles à trois dimensions prenant en compte les éléments physico-chimiques du milieu interstellaire. Il n'est pas absolument nécessaire, a priori, de disposer de ce type de modèles pour étudier les zones centrales de la nébuleuse. En effet c'est seulement lorsque le flux de matière central rencontre les amas de matière dense que les chocs d'étrave se forment, plus près du centre de la nébuleuse la géométrie est sans doute proche du modèle plan-parallèle.

Les effets associés à la PDR créée par le Trapèze ont été explorés par Störzer & Hollenbach (1999) et récemment par Kristensen et al. (2003). Les modèles utilisés sont différents, le second travail faisant usage des programmes de l'observatoire de Paris et le premier travail étant basé sur le modèle de PDR développé par les auteurs. Les intensités des raies les plus intenses de H₂ ont été les diagnostics essentiels provenant de ces études. Des paramètres (voir chapitre 3 pour leur définition) $n_H=4.10^6 \text{ cm}^{-3}$ et $\chi=4.1 \cdot 10^5$ (unités de champ de Draine) se sont avérés les meilleurs pour reproduire les intensités observées dans l'étude menée par Störzer & Hollenbach. L'hypothèse d'une excitation radiative des niveaux de H₂ a finalement été relativement peu explorée depuis 1976, en grande partie parce que la dynamique interne à la nébuleuse laissait penser d'avantage à une excitation par ondes de choc.

L'observation résolue de noeuds d'émission (Stolovy et al. 98, Vannier et al. 2001) et même de leur structure interne (section 4.4) a permis d'avoir accès à la physique des surdensités (noeuds) de matière. Se pose alors la question des mécanismes d'excitation à l'origine de l'émission de H₂ ; est-ce l'effet du rayonnement venant du Trapèze, incident sur le contour sud des condensations ? Ou bien alors l'effet du flux à grande échelle venant de la source "n" et rencontrant des instabilités du gaz ? Ou encore la conséquence d'ondes de choc créées par des objets stellaires jeunes dans ces condensations ? Le modèle physique le plus complet et récent de la nébuleuse est du à Salas et al. (1999), les auteurs réussissent à expliquer à la fois l'intensité et le profil de la raie 1-0 S(1) en supposant l'interaction d'un vent de vitesse 230 km.s^{-1} avec des condensations de densité $n_H=5.6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Enfin, la mesure du champ magnétique dans la nébuleuse a été effectuée dans les travaux de Hansen

(1982), Norris (1984), Crutcher et al. (1999). Des valeurs relativement élevées (aux alentours de $30 \mu\text{G}$) ont pu être déduites des observations, mais seulement vers quelques régions comme le pic 2 et toujours avec une résolution spatiale relativement faible. A l'heure actuelle il n'existe pas de relevé exhaustif du champ magnétique dans l'ensemble de la nébuleuse et à haute résolution spatiale.

4.2 Mesure des champs de vitesse dans la nébuleuse de Kleinmann-Low par imagerie Fabry-Pérot

4.2.1 Intérêt des champs de vitesse

On a présenté dans la section précédente l'intense dynamique à l'oeuvre dans la nébuleuse de Kleinmann-Low, les flux de matière à large échelle étant accompagnés d'une cinématique complexe à faible échelle. Des études de la vitesse radiale (Chrysostomou et al. 97, Sugai et al. 95) et des mouvements propres du gaz (Doi et al. 2002) ont permis de mettre en lumière les échelles caractéristiques dans le milieu ainsi que d'avoir des estimations précises des vitesses mises en jeu. L'obtention de cartes de vitesse (représentant la vitesse radiale dans la nébuleuse) permet, lorsque ces cartes sont combinées aux habituelles cartes d'intensité, d'étudier les corrélations vitesse-intensité et donc de caractériser les divers noeuds d'émission largement distribués dans la nébuleuse. Cette étude peut être réalisée de manière globale dans la nébuleuse si on dispose d'un champ suffisamment étendu. La nature de l'excitation du gaz moléculaire peut être, sinon complètement déterminée, au moins approchée par ces mesures de vitesse. En effet la détection d'un champ de vitesse interne aux noeuds d'émission est un argument fort en faveur d'une excitation par chocs, même si on verra ultérieurement que la prudence doit être de mise.

La détermination des champs de vitesse peut permettre d'une part de discriminer les différentes échelles dynamiques : dans la nébuleuse KL le problème spécifique est de distinguer le flot bipolaire de matière (à grande échelle) et les flots d'échelle comparable à la taille des noeuds d'émission. D'autre part, si l'on a un moyen de connaître la densité du milieu, la donnée de la cinématique permet de calculer l'énergie mise en oeuvre et éventuellement des taux de perte de masse, élément fondamental pour détecter la formation stellaire.

Le fait de disposer de modèles théoriques de chocs interstellaires est particulièrement intéressant car il est alors possible, en effectuant la comparaison entre les vitesses mesurées et prédites par ces modèles, de tracer finement les mécanismes dynamiques et physiques à l'oeuvre. Les cartes de vitesse peuvent enfin être utilement combinées à des observations spectroscopiques, vitesses et intensités des raies se complétant avantageusement.

4.2.2 Principe des observations en mode Fabry-Pérot

L'étude de la dynamique du milieu interstellaire permise par le mode Fabry-Pérot offre le principal avantage de fournir une représentation en champ intégral des vitesses radiales dans une région donnée. Une étude similaire basée sur de la pure spectroscopie (courte ou longue fente) est quant à elle dépendante du nombre et de la position des fentes (avec rapidement des temps d'exposition prohibitifs).

Les bases de la méthode sont décrites dans la figure 4.4, elles consistent en l'acquisition d'une série d'images à des longueurs d'onde voisines (le pas de longueur d'onde n'étant pas obligatoirement constant), la séparation de ces longueurs d'onde s'effectuant à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Pérot. On a représenté sur cette figure une série de 13 poses (que l'on peut également nommer "plans spectraux") d'un champ donné, chacune correspondant à une longueur d'onde fixée. Pour un pixel donné, ayant mêmes coordonnées dans chaque image (représenté en noir), on relève le profil de raie indiqué au

dessus. En ajustant ensuite un certain profil théorique (gaussien ou lorentzien) à ce profil observé on obtient les différents paramètres de la raie. Effectuer cet ajustement sur tous les pixels des plans spectraux permet de construire des cartes de chacun de ces paramètres. On obtient en particulier grâce à la mesure du décalage Doppler par rapport à la longueur d'onde au repos la carte des vitesses définie dans la section précédente, ce qui est notre premier objectif scientifique. L'utilisation de cette méthode nécessite la connaissance *a priori* de la longueur d'onde approximative de la raie que l'on étudie (celle-ci dépendant fortement du champ de vitesse) ainsi que de sa largeur de façon à décider de l'intervalle de longueur d'onde à échantillonner.

L'intérêt de cette technique par rapport à de l'imagerie classique utilisant des filtres spectraux est la résolution spectrale très élevée pouvant être atteinte. Pour effectuer les expositions une raie d'intérêt est utilisée, en principe la plus intense et non perturbée par les effets atmosphériques. Pour l'étude de l'émission de H₂ en bande K la raie 1-0 S(1), de plus facilement détectable dans la nébuleuse KL (Gustafsson et al. 2003) et non superposée avec des raies atmosphériques (chapitre 2) remplit ces conditions et a donc été choisie. Un échantillonnage élevé est fondamental (en relation avec la résolution de l'interféromètre), de façon à pouvoir reconstituer un profil de raie en chaque point de l'image. Le temps d'exposition ne doit cependant pas être prohibitif, en grande partie pour éviter les effets d'instabilité de l'interféromètre de Fabry-Pérot ainsi que les variations possibles des conditions d'observation entre le début et la fin des poses.

Il est intéressant de retrouver l'expression de l'intensité transmise par un tel interféromètre, dans la mesure où elle détermine en grande partie les profils de raies à ajuster.

Soit e la distance entre les lames et θ l'angle d'incidence des rayons lumineux sur l'interféromètre, la différence de marche entre deux ondes transmises consécutives est $\delta = 2e \cos \theta$. Cette différence de marche induit un déphasage entre les deux ondes $\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{4\pi e \cos \theta}{\lambda}$. L'intensité transmise I_T par l'interféromètre s'obtient en sommant les amplitudes de toutes les ondes se superposant, en tenant compte de tous leurs déphasages par rapport à l'onde de référence. L'expression obtenue se factorise sous la forme d'une série en :

$$I_T = \frac{I_0}{1 + \frac{4R \sin^2 \delta / 2}{(1-R)^2}} \quad (4.1)$$

I_0 étant l'intensité incidente et R la réflectivité des lames (Clenet et al. 2002). Cette relation définit

Le raisonnement précédent traite le cas d'une onde monochromatique de longueur d'onde λ , on considère maintenant une source émettant à deux longueurs d'onde λ et $\lambda + \Delta\lambda$. Lorsqu'on considère le système d'interférences créé, il est facile de définir une résolution définie par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2\pi e} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (4.2)$$

Du fait de la correspondance entre longueur d'onde et distance entre lames il est possible en modifiant cette dernière de sélectionner la longueur d'onde transmise sans risque de confusion. Il faut rappeler qu'il est évidemment impossible de sélectionner cette longueur d'onde avec une précision infinie, la qualité de la sélection étant donnée par la résolution de l'interféromètre (relation 4.2). Appliquée au montage GriF cette expression donne une résolution spectrale théorique d'environ 130 km.s⁻¹ en bande K, soit une valeur modérée pour de l'infrarouge proche. Il faut noter que pour les noeuds d'émission les plus brillants il est possible de détecter des décalages en vitesse de l'ordre de 2 à 3 km.s⁻¹. Le montage Fabry-Pérot est indépendant du système optique du télescope, et peut être directement intercalé entre le foyer de ce dernier et le détecteur. Il est cependant nécessaire de le faire précéder d'un filtre à bande étroite

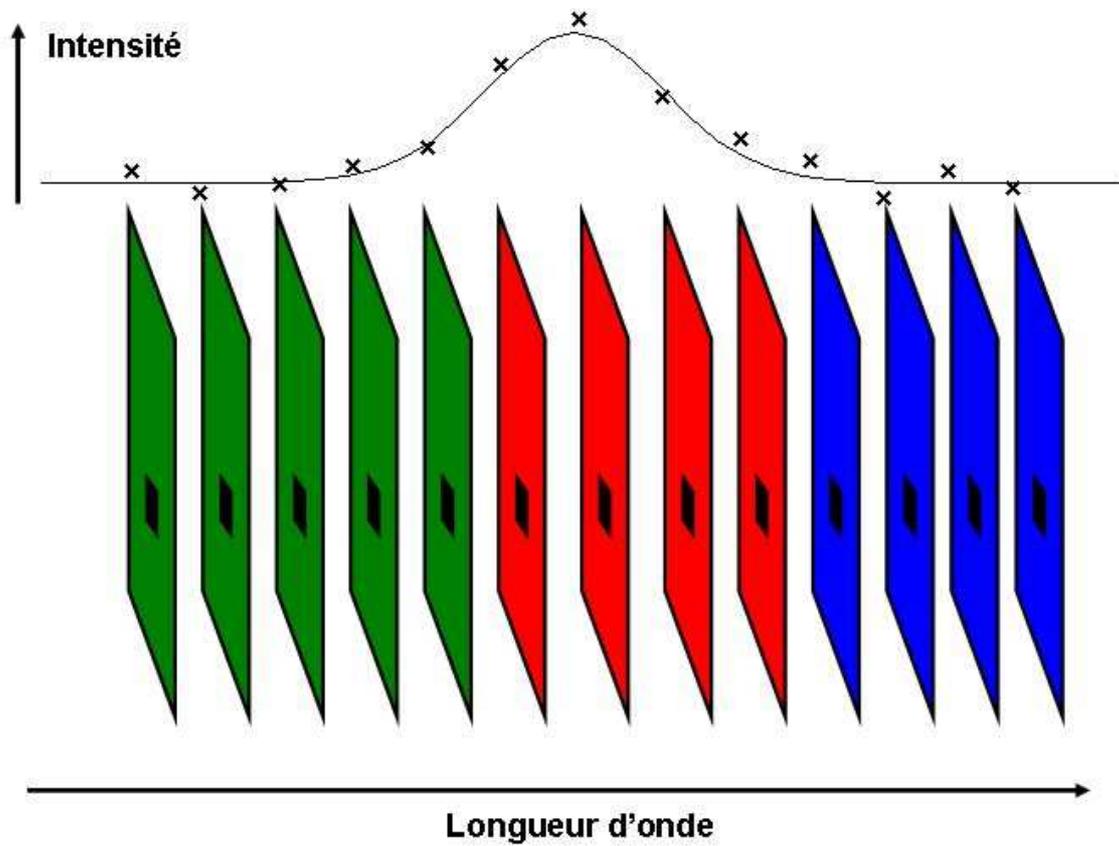


FIG. 4.4 – Principe des observations en mode Fabry-Pérot.

adapté à la raie étudiée (résolution spectrale de l'ordre de $R=100$) afin d'éliminer les ordres d'interférence voisins.

Calibration de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Lors d'observations réalisées en mode Fabry-Pérot, une correction supplémentaire spécifique doit être appliquée aux cartes de vitesse pour tenir compte des spécificités de l'interféromètre et de son utilisation.

Les effets inhérents à l'appareil sont les défauts de parallélisme entre les lames de l'appareil et les défauts de planéité des lames qui provoquent un décalage des longueurs d'onde effectives par rapport aux longueurs d'onde prévues. Le second effet, plus important en général, est du au fait que l'interféromètre de Fabry-Pérot n'est pas utilisé avec un faisceau incident de lumière parallèle, mais avec un faisceau convergent (Clenet et al. 2002).

Pour effectuer la correction correspondante on effectue régulièrement une série d'expositions suivant le même principe que sur la figure 4.4, en balayant une raie de référence de longueur d'onde parfaitement connue et la plus proche de la longueur d'onde de la raie de H_2 étudiée (une lampe d'argon a été utilisée dans cette étude). Après l'ajustement des profils de raies comme indiqué précédemment on obtient une carte des corrections proprement dite qui donne en chaque point i,j la différence $\Delta_{\lambda(i,j)}$ entre la longueur d'onde mesurée et la longueur d'onde vraie de la raie de calibration. Cette correction revient à effectuer en chaque point i,j une translation de l'ensemble des plans spectraux de la quantité $\Delta_{\lambda(i,j)}$.

La carte de correction est donc simplement soustraite de la carte des longueurs d'onde λ_{ij} du champ astronomique étudié. La carte des vitesses V_{ij} se déduit ensuite par la relation :

$$\frac{V_{ij}}{c} = \frac{(\lambda_{ij} - \lambda_{ref})}{\lambda_{ref}} \quad (4.3)$$

où λ_{ref} est la longueur d'onde théorique de la raie astronomique utilisée (dans l'air) et c la vitesse de la lumière.

Carte de vitesse finale

La carte de vitesse corrigée obtenue représente les valeurs de vitesse dans le champ observé dans le référentiel terrestre, incluant tous les champs de vitesse liés à la rotation et révolution terrestres ainsi qu'au mouvement du soleil dans la galaxie. Il est plus intéressant d'exprimer les vitesses dans un référentiel découplé de ces effets.

Pour l'étude dynamique d'un objet galactique, le référentiel du LSR (Local Standard of Rest) est le plus approprié, il se base sur un ensemble d'étoiles proches utilisé pour exprimer des vitesses corrigées en particulier de la rotation galactique. On passe des vitesses mesurées à celles dans le référentiel du LSR, notées v_{LSR} , en appliquant une correction globale C_{LSR} définie selon $v_{LSR} = v_{obs} - C_{LSR}$. La valeur de la correction peut être déterminée à l'aide de calculateurs (celui utilisé ici peut être trouvé à l'adresse <http://fuse.pha.jhu.edu/support/tools/vlsr.html>). La correction dépend par ordre d'importance :

- De la ligne de visée considérée, définie par sa déclinaison et son ascension droite, ainsi que de la date et de l'heure d'observation. Les quatre paramètres correspondants fixent de façon décisive la valeur de la correction. Ces paramètres concernent la correction du mouvement de rotation du soleil dans la galaxie ainsi que le mouvement de révolution terrestre
- De la longitude et latitude du lieu d'observation, l'effet associé étant toujours inférieur à 0.5 km.s^{-1}

- De l’altitude du lieu d’observation, ce paramètre ayant une importance extrêmement faible par rapport aux autres contributions. L’ensemble latitude-longitude-altitude permet de corriger du mouvement de rotation terrestre

Cette correction est précise à environ 1 km.s^{-1} (tenant compte des différents standards). Une fois cette correction effectuée, on peut choisir de rapporter toutes les vitesses à la vitesse moyenne de l’objet, de façon à visualiser les différences par rapport à cette vitesse. C’est un point auquel il faut être attentif lorsqu’on compare les résultats obtenus à d’autres travaux.

En résumé et en incluant des opérations classiques qui n’ont pas été détaillées ici, l’obtention d’une carte de vitesse directement utilisable requiert les opérations suivantes :

- La réduction standard (de flat-field, offset...) de toutes les images spectrales
- Le centrage éventuel des divers plans (surtout lorsqu’on juxtapose différents jeux d’observations) en utilisant les étoiles du champ
- La création de la carte de vitesse et de la carte de correction (ou carte de phase) via l’ajustement de profils de raies
- Le rephasage (carte de vitesse brute-carte de correction)
- Le choix du référentiel dans lequel seront exprimées les vitesses

4.2.3 Observations Fabry-Pérot au CFHT du 5 et 6 janvier 2002

Plusieurs séries d’observations avec des champs de $36'' \times 36''$ ont été effectuées en mode Fabry-Pérot (instrument GriF) au Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT), explicitées dans la table 4.1. Les observations en mode Fabry-Pérot sont particulièrement bien adaptées à un objet comme la nébuleuse KL, le rapport signal-sur-bruit élevé (résultant de sa proximité) permet d’atteindre des vitesses précises (centroïde des raies) à quelques kilomètres près. Cette précision, de plus combinée à une résolution spatiale excellente (venant de l’utilisation du système d’optique adaptative PUEO), fournit un moyen idéal d’étude des structures auto-gravitantes dynamiques.

L’ajustement du profil spectral dans chaque pixel est réalisé soit par une fonction lorentzienne :

$$I(\lambda) = \frac{I_0}{1 + \frac{4(\lambda - \lambda_c)^2}{W_0^2}} + I_b \quad (4.4)$$

soit par une fonction gaussienne :

$$I(\lambda) = I_0 \exp\left(-\frac{4 \ln 2 (\lambda - \lambda_c)^2}{W_0^2}\right) + I_b \quad (4.5)$$

Le choix du profil est fait à partir du χ^2 le plus favorable (caractérisant donc le meilleur ajustement, gaussien ou lorentzien). En théorie (voir paragraphe précédent) le profil instrumental est proche d’une forme lorentzienne, cependant dans le cas de l’instrument GriF il a été observé qu’il s’agit plutôt d’un profil gaussien. Les paramètres de l’ajustement, explicités dans la figure 4.5, vont ensuite être utilisés pour la construction des différentes cartes. Les intensités I_b et I_0 vont donner les cartes de continu et d’intensité au centre de la raie respectivement (indépendamment de la longueur d’onde où se situe le maximum). W_0 donnera naissance à la carte des largeurs FWHM et λ_c à la carte des vitesses après la correction liée à l’interféromètre et la correction du LSR, toutes deux explicitées précédemment. La correction du LSR vaut $C_{LSR}=30.5 \text{ km.s}^{-1}$ pour ces observations.

Les différentes cartes obtenues par cette méthode sont présentées dans les figures 4.6 (pour le lobe sud-est, ou pic 2) et 4.7 (pour le lobe nord-ouest, ou pic 1). Les cartes de vitesse sont exprimées en

Raie de calibration	Champ SE	champ NW	Raie de calibration
	cube 1	cube 4	
Ar 2.06163	2.1194	2.1194	Ar 2.06163
	2.1196	2.1196	
	2.1198	2.1198	
	2.1200	2.1200	
	2.1202	2.1202	
	2.1204	2.1204	
Ar 2.06163	cube 2		
	2.1206	2.1206	
	2.1208	2.1208	
	2.1210	2.1210	
	2.1212	2.1212	
	2.1214	2.1214	
	2.1216	2.1216	
	2.1218	2.1218	
2.1220	2.1220		
Ar 2.06163	cube 3	cube 5	Ar 2.093440
	2.1222	2.1222	
	2.1224	2.1224	
	2.1226	2.1226	
	2.1228	2.1228	
	2.1230	2.1230	

TAB. 4.1 – Résumé des observations des 5 et 6 janvier 2002 faites avec l'instrument GriF au CFHT sur deux champs dans la nébuleuse de Kleinmann-Low. Le temps d'exposition est de 400 s pour toutes les observations. Sont indiquées les longueurs d'onde auxquelles les images ont été enregistrées. Les enregistrements ont été effectués par cubes successifs en réalisant entre chacun d'eux un balayage de la raie de calibration afin de construire les cartes de correction correspondantes. On peut ainsi vérifier la stabilité du réglage du Fabry-Pérot.

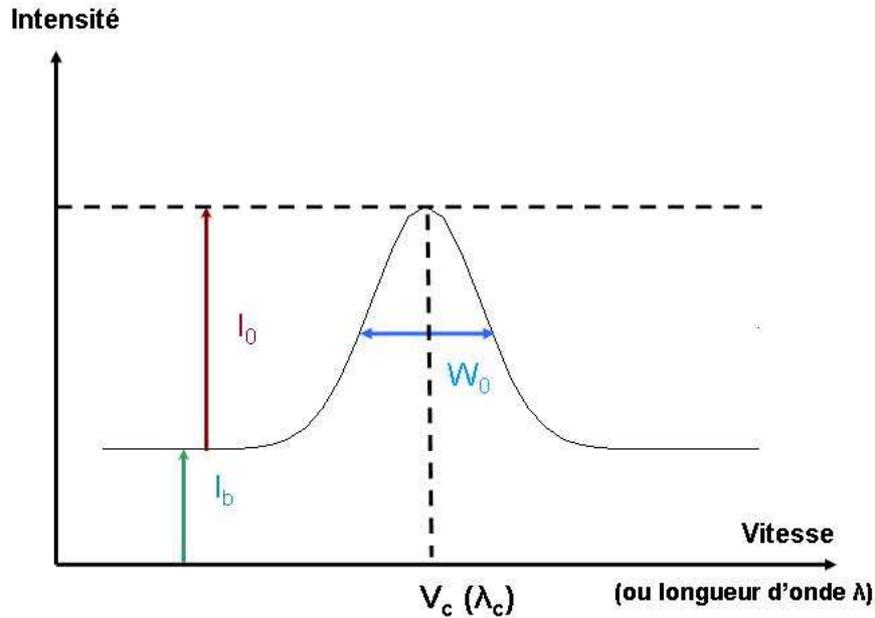


FIG. 4.5 – Illustration des paramètres utilisés pour l’ajustement des profils Fabry-Pérot.

vitesse dans le référentiel du LSR (en km.s^{-1}), les largeurs FWHM également en km.s^{-1} , les intensités au centre et les continus sont en unités arbitraires.

4.2.4 Résultats

Champ de vitesse

On raisonne ici en termes de vitesses dans le référentiel du LSR, non rapportées à une quelconque vitesse d’ensemble dans la nébuleuse. Dans le lobe nord-ouest les vitesses LSR sont regroupées en général entre -10 et -40 km.s^{-1} , mais avec des régions de faible taille (quelques secondes d’arc) possédant des vitesses radiales nettement plus élevées pouvant aller jusqu’à -80 km.s^{-1} . Soit des vitesses décalées vers le bleu d’au plus 50 km.s^{-1} par rapport à la vitesse moyenne dans la région. La morphologie des vitesses est légèrement différente dans le lobe sud-est, dans les 20 secondes d’arc centrales (le centre étant ici choisi comme étant l’objet BN, situé dans la partie supérieure droite dans les cartes 4.6 et dans la partie inférieure gauche dans les cartes 4.7) on trouve de nombreux noeuds avec des vitesses LSR inférieures à -30 km.s^{-1} . Les vitesses radiales peuvent atteindre, comme dans le lobe nord-ouest, des valeurs inférieures d’environ -80 km.s^{-1} . A des distances plus grandes de l’objet BN les vitesses ont des valeurs plus uniformes entre 0 et 10 km.s^{-1} , avec toutefois une structure en vitesse située dans le centre du champ atteignant des valeurs de 30 km.s^{-1} .

Les études précédentes du champ des vitesses radiales dans la nébuleuse sont dues à Sugai et al. (1995) et à Chrysostomou et al. (1997), les observations utilisées dans cette dernière possèdent une excellente résolution spectrale (14 km.s^{-1}) mais une résolution spatiale très faible comparée à celle obtenue dans notre étude. Il est donc hasardeux d’effectuer une comparaison avec les vitesses à faible échelle détectées ici ; par contre ces observations confirment, aux barres d’erreur près, les estimations données ici des vitesses globales des deux lobes. Les vitesses obtenues à faible échelle s’écartent de 50-

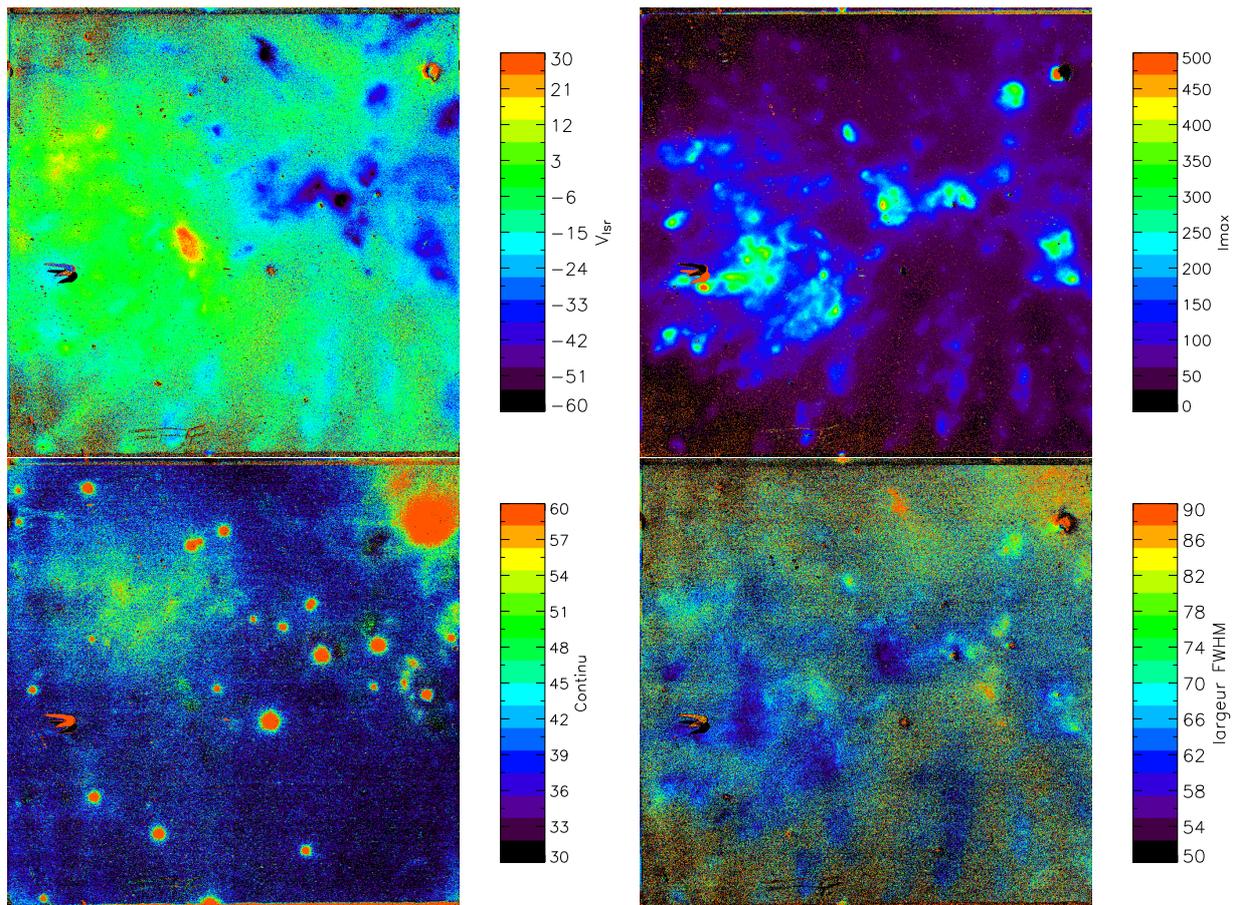


FIG. 4.6 – Cartes de vitesse LSR (km.s^{-1}) en haut à gauche, intensité en haut à droite, continu en bas à gauche et largeur FWHM (km.s^{-1}) en bas à droite dans le lobe sud-est (Pic 2). Le champ a une taille de $36'' \times 36''$.

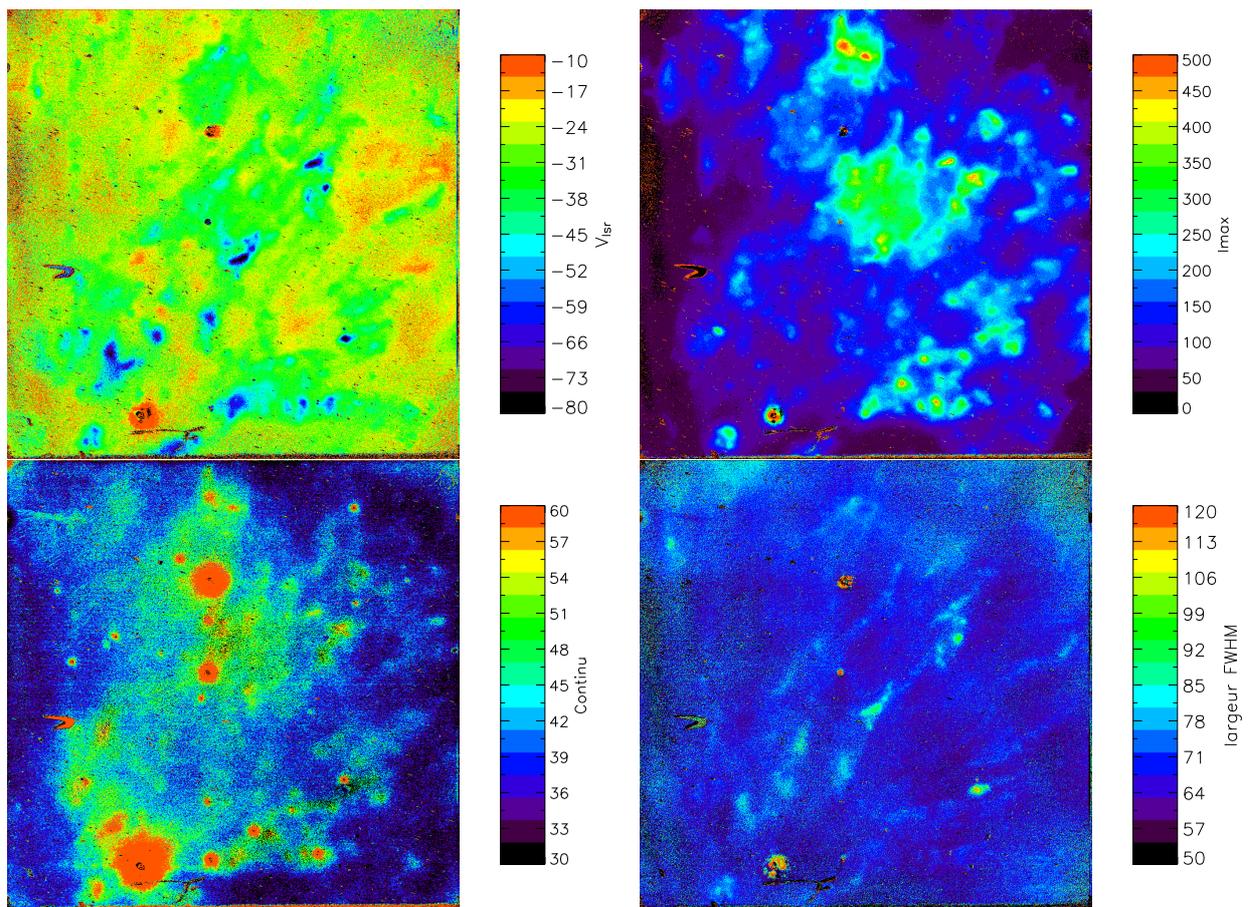


FIG. 4.7 – Cartes de vitesse LSR (km.s^{-1}), intensité, continu et largeur FWHM (km.s^{-1}) suivant la même disposition et avec la même taille de champ que dans la figure 4.6 dans le lobe nord-ouest (Pic 1).

60 km.s^{-1} au maximum par rapport à ce que nous appellerons la vitesse du gaz environnant (simplement la vitesse moyenne dans un lobe donné), ce qui donne un ordre de grandeur de la nature de la cinématique mise en jeu. En effet ces valeurs de la vitesse sont proches de celles (voir chapitre 3) des ondes de choc générées par des jets protostellaires, ce qui ne signifie pas pour autant que les vitesses mesurées ici soient celles de ces ondes de choc. Il faut rappeler que les cartes de vitesse ne donnent que la vitesse radiale du gaz dans la nébuleuse, non les vitesses réelles. Si on veut avoir accès à ces vitesses réelles il faut réaliser en complément une étude des vitesses propres (voir paragraphe “Direction des flux de gaz” ci-après).

Le fait de posséder des informations sur les champs de vitesse dans la nébuleuse a une importante implication pratique. D’après les résultats du chapitre 2 concernant la perturbation des raies de H_2 par les raies telluriques, on peut maintenant définir un certain nombre de transitions en bande K dont on sait qu’elles seront fiables pour des diagnostics ultérieurs. Les raies utilisées dans les sections 4.4, 4.5 et 4.6 remplissent ces conditions.

Corrélation vitesse-intensité

L’intérêt de disposer, outre des cartes de vitesse, des cartes d’intensité obtenues avec les mêmes observations permet de rechercher des corrélations éventuelles. Dans une approche basique et si on admet que les vitesses à faible échelle proviennent effectivement d’ondes de choc, la distribution des vitesses devrait se superposer approximativement à celle des intensités (propagation du choc et refroidissement du gaz étant liés).

Une étude détaillée des cartes 4.6 et 4.7 permet d’établir que la corrélation vitesse-intensité est en général réalisée, mais avec quelques cas particuliers intrigants. Par exemple dans le lobe SE le noeud dynamique décalé vers le rouge dans le centre du champ ne correspond à aucun maximum d’émission, inversement les régions brillantes dans la partie est de ce lobe ne correspondent pas à des pics de vitesse. De même dans le lobe NW les maxima en vitesse situés entre 5 et $10''$ au nord de l’objet BN ne correspondent pas à des pics d’émission.

Malgré ces problèmes, la région du lobe SE où se situent les vitesses décalées vers le bleu est relativement bien corrélée à la distribution des intensités. Dans le lobe NW la majorité des pics de vitesse correspond à des maxima en intensité, en particulier dans le centre du lobe et dans sa partie sud. Un effet intéressant observé à l’aide de ces données est que, même si les deux maxima sont souvent dans la même zone, on observe des décalages pouvant dépasser $0.5''$, ces décalages sont a priori résolus.

Il est difficile d’obtenir d’avantage d’informations sans effectuer une étude des mouvements propres. Une méthode utilisée par M. Gustafsson (Gustafsson et al. 2003) et plus récemment par H. Nissen à l’université d’Aarhus consiste à attribuer les différences de localisation entre les pics de vitesse et d’intensité à un phénomène normal dans une onde de choc. Dans un modèle standard de choc à 3 dimensions (Smith 91) l’émission du gaz moléculaire n’a pas lieu à l’extrémité de l’onde de choc mais plus loin dans la “queue” de la perturbation. Par conséquent les maxima de vitesse et d’intensité ne coïncident que dans le cas où l’onde est vue en configuration face-on, sinon on a toujours un décalage dont on peut se servir pour déterminer la direction de propagation de l’onde dans le plan du ciel. Cette méthode permet par conséquent de réaliser une étude des mouvements propres. L’étude conjointe des vitesses et des intensités permet également de constater que dans le lobe NW les flux de matière sont répartis en général au voisinage de noeuds d’émission, et ce relativement uniformément. Par contre dans le lobe SE ces flux sont concentrés dans les régions brillantes centrales.

Direction des flux de gaz

L'étude des vitesses propres du gaz a été réalisée par H. Nissen sur un total de 80 noeuds dynamiques présents dans l'ensemble de la nébuleuse. Les angles estimés pour la direction de mouvement du gaz sont précis à 5 degrés près en général. Le principal résultat de cette étude est le fait que les directions calculées ne suivent aucun schéma précis en général, en particulier il n'y a aucune différence notable entre ces directions mesurées dans le pic 1 et dans le pic 2. Un autre résultat fait état d'un certain nombre de flux de matière dont la direction du mouvement se trouve dans le plan du ciel, ces flux correspondant à des vitesses radiales plus faibles que 4 km.s^{-1} . En particulier un grand nombre de ces flux se situent le long du bord Est du pic 1, faisant penser à un front de nature inconnue avançant dans la nébuleuse.

4.3 Mesure des champs de vitesse dans la nébuleuse de Kleinmann-Low par spectroscopie

4.3.1 Observations spectroscopiques avec VLT-ISAAC

Plusieurs séries d'observations ont été réalisées au cours des nuits du 4 et 5 janvier 2001, l'instrument utilisé est le spectro-imageur ISAAC (Infrared Spectrometer And Array Camera) en mode spectroscopique installé au VLT (foyer Naysmith du télescope ANTU). Ces observations peuvent être divisées en deux groupes suivant les spécifications utilisées :

- Une série de 12 expositions en mode basse résolution (LR) correspondant à une résolution spectrale $R=800$, concentrées essentiellement dans le lobe SE de la nébuleuse (Pic 2)
- Une série de 24 observations en mode moyenne résolution (MR) avec $R=4400$, dans le lobe SE (Pic 2) ainsi que dans le lobe NW (Pic 1)

Les résolutions spectrales atteintes par l'instrument sont fonction du réseau et de la largeur de la fente utilisée : en mode LR cette largeur est de $0.3''$ et en mode MR elle est de $0.6''$. La gamme de longueur d'onde couverte est de 1.85 à $2.5 \mu\text{m}$ en mode LR (bande K) et de 2.38 à $2.50 \mu\text{m}$ en mode MR (branche Q de H_2).

L'objectif initial des observations ISAAC en mode MR était de détecter la transition rovibrationnelle 1-0 R(5) de la molécule HD à $2.46 \mu\text{m}$, sans succès. Du fait de la meilleure résolution spectrale de ces observations par rapport aux données GriF, il a été également entrepris un travail de comparaison des vitesses, travail présenté plus loin dans cette section. La table 4.2 résume les observations spectroscopiques utilisées ici.

Les données en mode LR constituent le relevé spectroscopique le plus complet en bande K de la nébuleuse, le but étant de rechercher des différences dans les signatures spectroscopiques de H_2 . Ces données ont constitué le cœur de ce travail sur la nébuleuse de Kleinmann-Low, en particulier pour tenter d'identifier les mécanismes physiques sous-jacents à l'oeuvre. Les résultats correspondants sur l'excitation du gaz et la physique de la nébuleuse en général sont présentés dans les sections 4.5 et 4.6.

4.3.2 Réduction des données ISAAC

La réduction des données ISAAC (LR et MR) a été faite de façon standard (en utilisant le programme ECLIPSE fourni par l'ESO) et adaptée à la spectroscopie longue fente. Des problèmes spécifiques sont apparus en ce qui concerne les données MR, en particulier la distorsion des spectres observés qui donne lieu à la discussion ci-dessous.

Plutôt que de décrire en détail la procédure de réduction, somme toute habituelle (opérations de flat-field, soustraction du biais, nettoyage des ghosts...), il est sans doute plus intéressant de s'attarder un

Instrument Taille CCD	Infrared Spectrometer And Array Camera (ISAAC) 1024x1024 pixels
Mode d'observation Taille pixels Longueur de fente Largeur de fente Angle de position Intervalle de longueur d'onde Résolution spatiale* Résolution spectrale Temps d'exposition Rapport S/N estimé	Spectroscopie longue fente basse résolution (LR) 0.145 '' 120'' 0.3'' 105° 1.85-2.5 μm (bande K) 0.6 '' 350 km.s^{-1} 400 s 500
Mode d'observation Taille pixels Longueur de fente Largeur de fente Angle de position Intervalle de longueur d'onde Résolution spatiale* Résolution spectrale Temps d'exposition Rapport S/N estimé	Spectroscopie longue fente moyenne résolution (MR) 0.146 '' 120'' 0.6'' 105° (lobe SE) et 5° (lobe NW) 2.4-2.5 μm (branche Q de H ₂) 0.6'' 68 km.s^{-1} 400 s 200

TAB. 4.2 – Résumé des observations VLT du 4 et 5 janvier 2001 utilisées dans cette étude (* : FWHM à 2.12 μm). La résolution est en fait limitée par la turbulence atmosphérique (seeing).

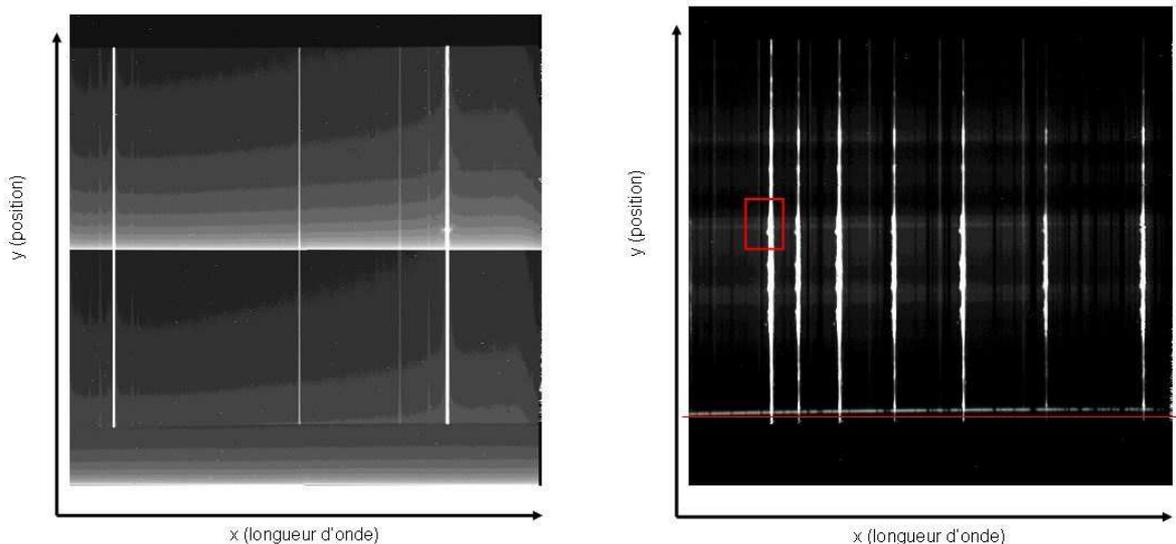


FIG. 4.8 – Spectres longue fente ISAAC MR après correction de la distorsion. A gauche un spectre typique de lampe Ar-Xe, à droite un spectre pris vers la nébuleuse KL. Le domaine de longueur d'onde est de 1.85-2.5 μm dans les deux images.

instant sur les quelques problèmes spécifiques de réduction d'images spectrales, leurs causes physiques et les incertitudes qui en découlent.

- Du fait de l'alignement non parfait entre la direction de la fente du spectrographe et les lignes de base du détecteur, l'horizontalité de l'image n'est pas celle du spectre. Cela peut être corrigé si on dispose d'étoiles dans le champ de la fente, auquel cas le continu couvre toute la largeur de l'image et il est possible d'estimer l'inclinaison globale du spectre (comme on peut le voir dans la figure 4.8). Pour les spectres étudiés ici il a été de plus constaté que l'inclinaison dépendait de la position sur la fente et une correction a dû être faite en conséquence.
- Les spectres MR présentent une distorsion très prononcée résultant de problèmes instrumentaux et autres aberrations optiques, ce qui se traduit par une variation de la longueur d'onde sur chaque ligne. Une ligne étant définie (figure 4.8 pour les notations) par $y=cste$, la loi de calibration $\lambda = f(x)$ n'étant de plus pas linéaire.

La figure 4.8 représente un spectre ISAAC de lampe Ar-Xe ainsi qu'un des spectres obtenus vers la nébuleuse KL. Il est intéressant de remarquer sur le spectre de droite que la direction définie par $y=cste$ (en rouge) n'est pas parallèle à la ligne blanche située juste au-dessus. Cette ligne correspond à une étoile émettant à toutes les longueurs d'onde à une certaine position dans la fente, ce qui signifie que le lieu des points vérifiant $y=cste$ n'est pas le même que celui vérifiant $position=cste$. Ceci est un des problèmes dont il a fallu tenir compte lors de la réduction.

La procédure de correction de la distorsion ne doit évidemment pas être indépendante de celle d'éta-lonnage en longueur d'onde (corriger la distorsion étant par essence linéariser les longueurs d'onde), étape pour laquelle il est indispensable de posséder au moins un spectre de référence. Ici des spectres de lampe Argon-Xénon sont disponibles, leur problème principal est qu'ils présentent peu de raies dans l'intervalle de longueur d'onde entre 2.4 et 2.5 μm . Les routines ECLIPSE se basant sur un nombre de raies relativement élevé elles n'ont pu être utilisées pour cette tâche. Cependant il s'est avéré possible d'effectuer la correction avec les spectres dont on disposait en utilisant des routines spécialement adaptées à ce problème, ceci avec une précision comparable à celle pouvant être obtenue en utilisant ECLIPSE.

Les spectres de référence permettent de constater que le profil spatial de la distorsion est bien modélisé par un polynôme de degré 2, sachant que ce profil spatial dépend de plus de l'abscisse dans le spectre. Autrement dit, si x et y désignent respectivement l'abscisse et l'ordonnée dans le spectre (figure 4.8) le lieu des points ayant même longueur d'onde obéit à une loi de la forme :

$$a(x)(y - d(x))^2 + b(x)(y - d(x)) + c(x) \quad (4.6)$$

Toutes les corrections effectuées, la précision finale de la calibration en longueur d'onde est meilleure que $4.10^{-5} \mu m$ (soit une précision en vitesse meilleure que 6 $km.s^{-1}$). Il est donc possible d'atteindre des précisions nettement meilleures que la taille d'un pixel (1 pixel ISAAC correspond à $1.189 \cdot 10^{-4} \mu m$).

4.3.3 Comparaison entre les données CFHT-GriF et VLT-ISAAC

Un des objectifs de cette étude est de comparer les vitesses obtenues en mode Fabry-Pérot au CFHT se présentant sous la forme de cartes de vitesse, avec les vitesses des raies observées avec ISAAC. Cette comparaison est intéressante à plus d'un titre : les observations CFHT disposent d'une meilleure résolution spatiale que les observations au VLT comme conséquence de l'utilisation du système d'optique adaptative PUEO, par contre ces dernières possèdent une meilleure résolution spectrale et un meilleur rapport S/N. De ce fait, il est possible d'obtenir des informations de nature quelque peu différente en utilisant les deux données observationnelles. Il ne s'agit donc pas uniquement de confirmer ou d'infirmer les résultats GriF mais éventuellement aussi de les élargir en profitant d'une meilleure résolution

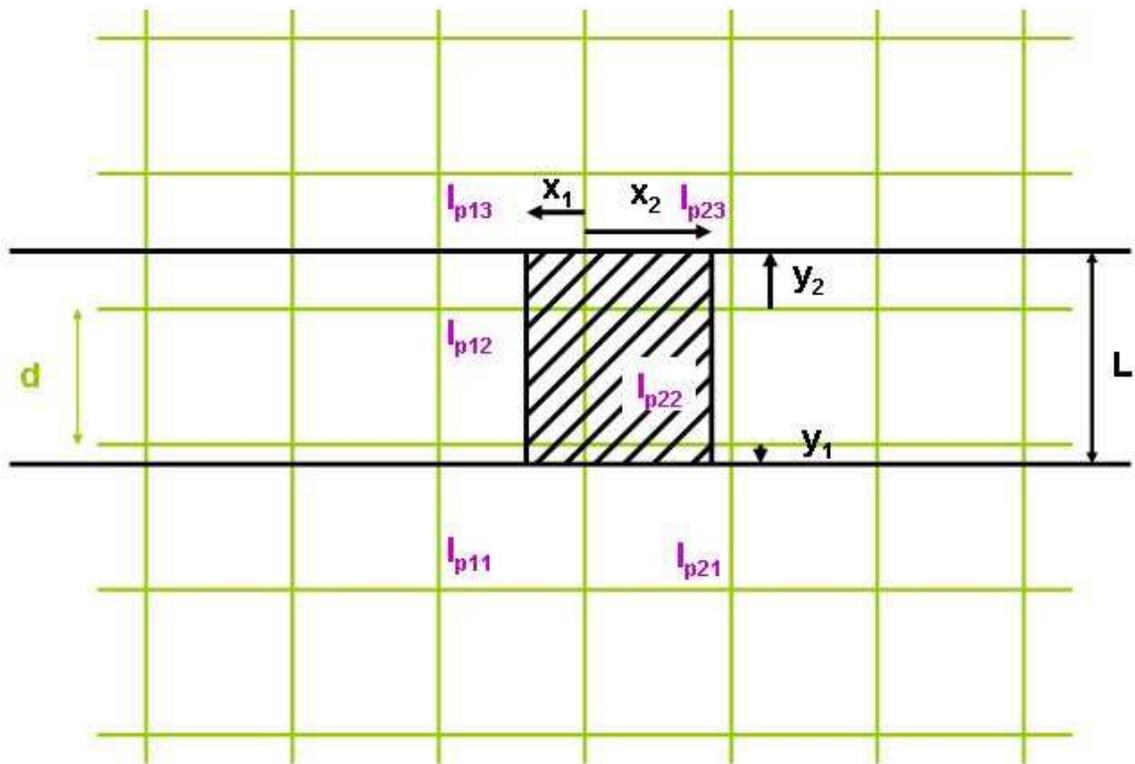


FIG. 4.9 – Base de la comparaison entre des observations en imagerie et des observations en spectroscopie longue fente de résolution spatiale inférieure. La fente spectroscopique est en noir et la grille de pixels correspondant à l’image en vert.

spectrale. De plus, du fait de la réduction non triviale des deux séries d'observations (voir section précédente pour GriF et paragraphe ci-dessus pour ISAAC), il est capital d'avoir une confirmation des valeurs numériques obtenues.

Pour effectuer de façon sûre cette comparaison il faut respecter le mode opératoire suivant :

- Amener les observations en imagerie et en spectroscopie à la même résolution spatiale
- Effectuer une rotation de l'image (avec la meilleure fonction d'interpolation possible), de façon à ce que la fente soit orientée horizontalement ou verticalement par rapport à l'image
- Effectuer une intégration sur le(s) pixel(s) de l'image superposés aux pixels de la fente

On précise maintenant les diverses opérations.

En général (et c'est le cas ici), les observations spectroscopiques ont une résolution spatiale inférieure aux observations en imagerie. Pour dégrader ces dernières, le plus simple est d'effectuer une convolution par une fonction gaussienne à deux dimensions x, y . Plus précisément si l'image a une résolution à mi-hauteur de $W_I = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_I$ et le spectre longue fente de $W_L = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma_L$, l'image doit être convoluée par la fonction :

$$\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2} \left(\frac{1}{\sigma_L^2} - \frac{1}{\sigma_I^2}\right)\right) \quad (4.7)$$

Une manière plus précise de procéder consiste à utiliser une fonction dite de Moffat, de la forme :

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right)^n} \quad (4.8)$$

pour effectuer la convolution, la fonction de Moffat est mieux adaptée en général qu'une simple gaussienne pour modéliser une PSF.

La rotation de l'image est ensuite réalisée avec une fonction d'interpolation, l'intégration finale se réalise à l'aide d'un masque rectangulaire dont les éléments sont les facteurs de remplissage (ou d'occupation) des pixels de l'image.

L'illustration de la dernière étape de la méthode est faite dans la figure 4.9, où on présente la superposition de la fente spectroscopique (en noir) sur l'image (en vert). Les quantités $I_{p_{ij}}$ sont les intensités dans les pixels de l'image importants pour la comparaison, on cherche à obtenir l'intensité I dans un pixel de la fente (hachuré en noir) en fonction de ces intensités. Pour ce faire il suffit de sommer les contributions des différents pixels de l'image, obtenues en multipliant l'intensité dans un pixel donné par le "facteur d'occupation" de ce pixel par rapport au pixel hachuré. L étant la largeur de la fente et d la taille des pixels de l'image on obtient immédiatement :

$$I = \frac{x_1 y_1}{d^2} I_{p_{11}} + \frac{x_2 y_1}{d^2} I_{p_{21}} + \frac{x_1 d}{d^2} I_{p_{12}} + \frac{x_2 d}{d^2} I_{p_{22}} + \frac{x_1 y_2}{d^2} I_{p_{13}} + \frac{x_2 y_2}{d^2} I_{p_{23}} \quad (4.9)$$

Dans notre cas de figure, on cherche à effectuer une comparaison avec les données ISAAC non pas de l'intensité, mais de la vitesse déduite des cartes GriF. La vitesse n'étant pas une grandeur extensive dans une image (contrairement à l'intensité), effectuer une opération finale calquée sur la relation 4.9 donnera une vitesse largement surestimée par rapport à sa valeur réelle. La vitesse désirée s'obtiendra en fait en pondérant l'équation précédente (pour la vitesse) par la somme des facteurs de remplissage, cette vitesse pondérée V est la grandeur comparable aux observations spectroscopiques. En généralisant la relation valable pour l'intensité on a donc :

$$V = \frac{\sum_{i,j} \frac{x_i y_j}{d^2} v_{p_{ij}}}{\sum_{i,j} \frac{x_i y_j}{d^2}} \quad (4.10)$$

les sommes étant prises sur tous les pixels concernés.

On peut également se poser la question suivante : est-il plus raisonnable physiquement de dégrader la résolution des cartes de vitesse obtenues ou de dégrader l'ensemble des plans spectraux avant de calculer cette carte ? A priori il est plus juste (pour des questions de rapport signal-sur-bruit) de dégrader la résolution avant de faire tout calcul, et c'est la méthode adoptée ici.

Ces opérations effectuées il est possible d'accomplir directement la comparaison des vitesses. Pour cela on a choisi la raie 1-0 Q(4) présente dans les spectres ISAAC MR, principalement à cause de sa relative insensibilité par rapport aux raies telluriques (cf section 2.5). La vitesse de cette raie a été préférée à la moyenne des vitesses des sept raies présentes dans les spectres MR (de 1-0 Q(1) à 1-0 Q(7)), les autres raies pouvant être a priori fortement absorbées. La différence entre les deux estimations reste relativement faible dans l'absolu, de l'ordre de $7-8 \text{ km.s}^{-1}$, mais c'est suffisant pour perdre le bénéfice de la réduction précise effectuée. On a vu en section 4.2 que la correction du LSR valait 30.5 km.s^{-1} pour les observations GriF effectuées en 2002. Pour les observations ISAAC de 2001 on a $C_{LSR}=41.5 \text{ km.s}^{-1}$. Effectuer les deux corrections correspondantes est la dernière opération préalable à la comparaison et permet d'effectuer cette dernière directement dans le référentiel du LSR.

4.3.4 Résultats de la comparaison

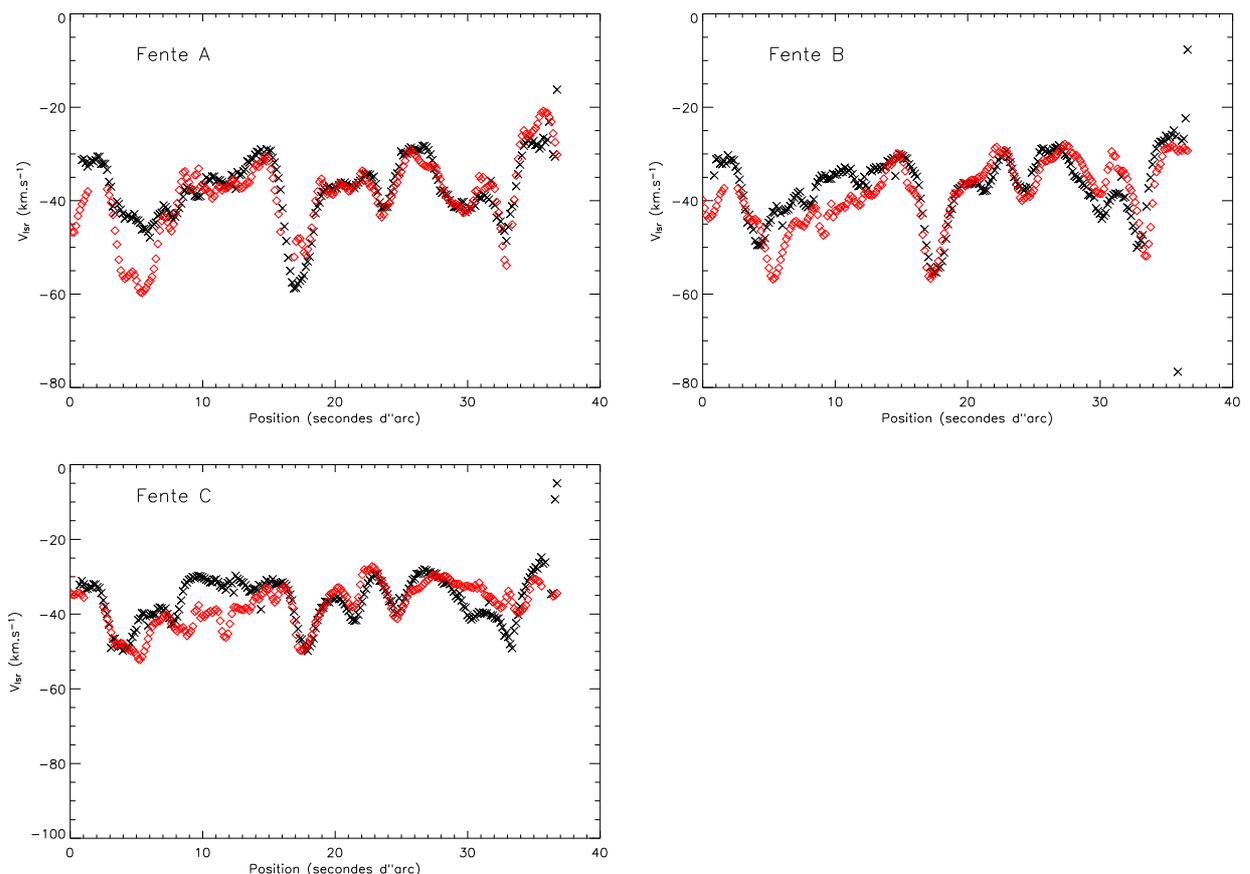


FIG. 4.10 – Comparaison des profils de vitesse GriF (noir) et ISAAC (rouge) le long de trois fentes spectroscopiques.

On a porté dans la figure 4.10 les variations comparées de la vitesse du gaz excité dans le référentiel du LSR, ceci le long de trois fentes ISAAC MR désignées par A, B, C. La comparaison basée sur ces trois fentes est représentative des résultats obtenus avec les autres. La comparaison entre les deux jeux de données a été restreinte aux 36'' correspondant au champ GriF.

En noir est représentée la vitesse obtenue par la technique Fabry-Pérot et en rouge la vitesse de déplacement de la raie 1-0 Q(4). Des vitesses v_{LSR} comprises entre -30 et -60 km.s⁻¹ sont obtenues. Les résultats donnés par les cartes de vitesse GriF sont donc globalement confirmés par l'étude spectroscopique. La corrélation entre les deux estimations est en général bonne, même si elle souffre quelques variations suivant la position exacte dans la fente. Si l'on se rappelle que les mesures ISAAC ont des barres d'erreur typiques de 5 km.s⁻¹ (venant de la correction de la distorsion), la corrélation peut être considérée comme très bonne, validant les deux réductions de données. Le fait que la corrélation entre les deux estimations varie le long de la fente est sans doute attribuable aux incertitudes sur la position et l'orientation des fentes, même si en général ces paramètres sont relativement précis dans notre étude.

La meilleure résolution spectrale de l'instrument ISAAC permet de mettre clairement en évidence un effet non présent de manière évidente dans les cartes GriF mais déjà détecté dans Chrysostomou et al. (1997) : la présence de composantes multiples dans les raies rovibrationnelles de H₂. La différence avec ce travail est la résolution spatiale supérieure dont on dispose ici ; cette résolution permet de montrer que la présence claire de ces composantes multiples n'est pas une constante dans le lobe NW. En fait l'étude des spectres ISAAC MR met en évidence une dizaine de régions environ où deux composantes apparaissent clairement dans les raies de H₂. Cependant il existe d'autres nombreuses régions dans lesquelles les raies présentent des profils asymétriques ou des largeurs importantes, ces caractéristiques sont attribuées à la présence généralisée de ces composantes multiples. De fait il est probable que, même si des doublets clairement séparés sont rarement détectés, les raies larges soient également des doublets mais non résolus. La résolution spectrale nettement plus faible dont on dispose par rapport à celle de Chrysostomou et al. ne permet pas en revanche de séparer les composantes de façon aussi efficace.

Il est intéressant de comparer les régions dans les fentes ISAAC où la séparation des composantes est la plus grande aux régions correspondantes dans les cartes GriF. Pour ce faire le plus logique est d'utiliser la carte de largeur dans le lobe NW représentée dans la figure 4.7 (celle dans le lobe SE n'étant d'aucune utilité ici car les fentes ISAAC MR ne traversent pas cette zone). Cette opération permet d'établir rapidement qu'il y a une forte corrélation entre la largeur du profil GriF et la séparation des composantes vue par ISAAC. De fait les zones GriF où les raies ont des largeurs au-delà de 80 km.s⁻¹ FWHM peuvent être identifiées avec une grande précision comme étant des régions où un doublet de la raie 1-0 S(1) se forme.

De ce fait les résultats donnés par les cartes de vitesse GriF sont erronés dans toutes les zones où la largeur de la raie est trop importante. Ceci car cette carte ne tient pas compte des composantes multiples apparaissant du fait de la cinématique du gaz en arrière-plan. La vision correcte consiste à utiliser la carte de vitesse pour des largeurs inférieures à 80 km.s⁻¹ et les résultats donnés par ISAAC ailleurs (si évidemment la région correspondante est traversée par une fente).

4.4 Etudes basées sur deux transitions de H₂

Dans les trois sections qui vont suivre on s'intéresse aux intensités des transitions quadrupolaires de H₂ mesurées dans la nébuleuse de Kleinmann-Low. Pour ce faire on va partir de diagnostics généraux et aller vers des descriptions de plus en plus fines du milieu. Ainsi dans cette section 4.4 on va uniquement étudier la nébuleuse à l'aide de deux transitions de H₂, d'une part à l'aide de la température d'excitation que nous allons définir et d'autre part avec une grandeur que l'on appellera rapport ortho/para partiel.

L'intérêt de cette étude est que l'on dispose comme on le verra des informations sur l'ensemble de la nébuleuse, le point faible étant que l'on dispose uniquement de deux informations pour contraindre la physique du milieu. Ensuite, dans les sections 4.5 et 4.6 on passera à une étude dite multi-raies, car elle se base sur six transitions de H₂, l'étude des propriétés du gaz est donc plus précise. Cependant, s'agissant d'une étude spectroscopique, on ne couvre pas ici toute la nébuleuse. En section 4.5 on s'intéressera à quelques propriétés générales déduites de ces spectres, suivant des approches relativement classiques. Enfin dans la section 4.6 on étudiera tous les rapports de raies dont on dispose et on effectuera une comparaison détaillée avec les modèles d'excitation (PDRs et chocs). C'est l'étude la plus complète qui sera effectuée ici.

Dans cette section spécifique on présente les diagnostics pouvant être obtenus en utilisant deux images prises avec des filtres étroits dans des raies rovibrationnelles bien choisies de H₂. Le fait de disposer des données spectroscopiques ISAAC permettant de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus. On énonce d'abord les principes théoriques à l'origine de ce travail puis on s'intéresse aux résultats observationnels

4.4.1 Température d'excitation

Il est commode, lorsqu'on étudie plusieurs niveaux d'énergie d'une même molécule, d'introduire la température d'excitation T_{ex} . Elle est définie *formellement* pour deux niveaux d'énergies E_1 et E_2 , populations n_1 et n_2 et dégénérescences g_1 et g_2 (k est la constante de Boltzmann) par la relation :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT_{ex}}\right) \quad (4.11)$$

Par conséquent la température d'excitation est définie de façon similaire à la température cinétique intervenant dans la distribution de Maxwell-Boltzmann. Il convient cependant de garder à l'esprit le fait que la température d'excitation n'a de sens physique qu'à l'équilibre thermodynamique local (ETL), de plus cette température dépend des niveaux considérés : ce n'est que dans le cas où l'ETL est réalisé que toutes les températures d'excitation (définies pour chaque couple de niveaux) sont identiques et égales à la température cinétique T du milieu. Par conséquent la température d'excitation est une grandeur purement formelle en général. C'est également ce principe qui permet de définir des températures d'excitation dites rotationnelles (calculées dans un même niveau de vibration) ou vibrationnelles (calculées pour un même niveau de rotation).

Dans le cas de l'hydrogène moléculaire il est établi (Dalgarno 2001) qu'il existe deux températures d'excitation distinctes pour les premiers niveaux rotationnels ($v=0$) et pour les niveaux rotationnels dans le premier niveau de vibration $v=1$. La raison en est la différence entre coefficients d'Einstein A pour les niveaux $v=0$ et $v=1$, impliquant des désexcitations séparées dans le temps des niveaux rovibrationnels. Pour l'étude effectuée dans cette thèse cet effet est sans importance car les raies vibrationnelles (niveaux supérieurs $v=1, v=2$) sont les seules à être traitées.

L'inversion de l'équation 4.11 donne :

$$T_{ex} = -\frac{(E_2 - E_1)}{kLn\left(\frac{g_1 n_2}{g_2 n_1}\right)} \quad (4.12)$$

puis numériquement dans le cas des niveaux supérieurs des transitions 1-0 S(1) et 2-1 S(1) :

$$T_{ex}(K) = -\frac{5598.913}{Ln\left(\frac{n_{2-1S(1)}}{n_{1-0S(1)}}\right)} \quad (4.13)$$

et enfin en introduisant les intensités des deux raies grâce à l'équation 2.18 :

$$T_{ex} = -\frac{5598.913}{\text{Ln}\left(\frac{0.738 I_{2-1S(1)}}{I_{1-0S(1)}}\right)} \quad (4.14)$$

Cette température d'excitation (associée aux raies 1-0 S(1) et 2-1 S(1)) est particulièrement intéressante pour trois raisons : les intensités intrinsèques élevées des deux raies, parce qu'il s'agit d'une transition vibrationnelle et enfin car les deux raies ne sont pas affectées par l'absorption atmosphérique. De ce fait le rapport des intensités 2-1 S(1)/1-0 S(1) a très souvent été utilisé (même seul) pour déterminer les conditions physiques régnant dans le milieu. Sternberg & Dalgarno (1989) ont montré en particulier que ce rapport était pratiquement indépendant des conditions physiques dans certaines PDRs (voir chapitre 3).

4.4.2 Rapport ortho/para partiel

Conformément aux définitions énoncées dans le chapitre 2, le rapport ortho/para de la molécule H₂ peut être calculé à partir des populations des niveaux d'énergie de la molécule selon :

$$OP(T) = \frac{\sum_v \sum_{J_{\text{impair}}} 3(2J+1)e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}}}{\sum_v \sum_{J_{\text{pair}}} (2J+1)e^{-\frac{E_{v,J}}{kT}}} \quad (4.15)$$

où J est le nombre quantique rotationnel, v le nombre quantique vibrationnel, E_{v,J} l'énergie des niveaux et T la température cinétique.

Lorsque la température est basse comparée à l'énergie du premier niveau rotationnel (170 K), toutes les molécules sont dans leur état de plus faible énergie : v=0, J=0. Ce niveau correspondant à un état para, le rapport ortho/para est alors nul en théorie, ce qui est facilement vérifié à partir de l'équation 4.15. A priori donc, on s'attendrait à trouver un rapport quasiment nul au cœur des nuages moléculaires, cependant l'équation précédente ne peut s'appliquer qu'à l'ETL, qui n'est pratiquement jamais réalisé dans les conditions du milieu interstellaire. Il faut de plus tenir compte du processus de formation de la molécule H₂, si le gaz reste aux températures basses typiques du milieu interstellaire c'est la formation de la molécule dans ses 2 niveaux rotationnels les plus bas qui va fixer le rapport. Une formation dans le rapport des dégénérescences est probable dans le milieu interstellaire, on s'attend donc plutôt à mesurer un rapport ortho/para proche de 3.

Le changement du rapport ortho/para implique (chapitre 2) un changement du spin nucléaire, cela n'est possible que par collisions réactives impliquant des ions (Wilgenbus et al. 2000). Ce processus est donc dépendant du taux d'ionisation dans le milieu et également de la température, les ions les plus abondants susceptibles d'occasionner ce changement sont H⁺ (Dalgarno et al. 73) et H₃⁺. En fait le processus de conversion ortho/para n'est efficace que lorsque la température du milieu atteint au moins 1000 K, par exemple dans une région compressée par une onde de choc. Lors de mesures du rapport il faut être attentif au fait que ses variations peuvent être dues à des différences d'épaisseur optique lorsque des effets de pompage sont mis en jeu (Sternberg & Dalgarno 89).

En principe le calcul exact de ce rapport doit s'effectuer à l'aide de toutes les populations des niveaux de la molécule, il s'agit du rapport ortho/para *global*. On s'intéressera ici à l'estimation du rapport ortho/para à partir de la connaissance de quelques raies rovibrationnelles de H₂. Il est alors nécessaire de définir un rapport partiel OP_{v,J} pour chaque niveau d'énergie ; il a été montré par Wilgenbus et al. (2000) que le rapport de cette quantité au rapport ortho/para à l'ETL (OP_{T_{ex},ETL}) est égal au rapport des

populations respectives (population hors d'équilibre/population à l'équilibre thermodynamique local) soit :

$$\frac{OP_{v,J}}{OP_{T_{ex},ETL}} = \frac{N_{v,J}}{N_{v,J}(T_{ex},ETL)} \quad (4.16)$$

En introduisant les niveaux supérieurs des transitions 1-0 S(1) et 1-0 S(0), leurs dégénérescences respectives et la température d'excitation on peut obtenir la relation :

$$OP_{v=1,J=3} = OP_{T_{ex},ETL} \frac{N_{v=1,J=3}g_{v=1,J=2}}{3N_{v=1,J=2}g_{v=1,J=3}} \exp\left(-\frac{E_{v=1,J=2} - E_{v=1,J=3}}{T_{ex}(K)}\right) \quad (4.17)$$

et enfin en insérant les différentes valeurs numériques on obtient une relation exprimant le rapport ortho/para dans le niveau v=1,J=3 en fonction des intensités des deux raies et de la température d'excitation :

$$OP_{v=1,J=3} = 0.497 \frac{I_{1-0S(1)}}{I_{1-0S(0)}} \exp\left(\frac{473}{T_{ex}(K)}\right) \quad (4.18)$$

Pour être utilisable cette relation doit donc s'accompagner de la connaissance de la température d'excitation.

4.4.3 Application aux observations ESO-La Silla 96 et observations CFHT 2000

Des observations ont été effectuées du 27 au 29 décembre 1996 au télescope de 3.6 m de l'ESO (La Silla). Il s'agit d'imagerie par filtres étroits (transmissivité d'environ 65 %, largeur 0.2 μm FWHM donc une résolution voisine de R=100) centrée sur différentes raies d'intérêt de H₂ et englobant la quasi-totalité de la nébuleuse de Kleinmann-Low. On s'intéresse dans cette section à l'émission intégrée dans les raies 1-0 S(1) et 2-1 S(1), leur rapport servira à calculer la température d'excitation selon la méthode décrite ci-dessus.

Une série supplémentaire d'observations a été réalisée au CFHT du 5 au 8 décembre 2000 suivant le même principe, un total de 8 filtres étroits ont été utilisés dans le but de couvrir les raies rovibrationnelles les plus intenses de H₂ en bande K. On s'intéresse ici aux données obtenues pour les raies 1-0 S(0) et 1-0 S(1), de façon à pouvoir calculer le rapport ortho/para partiel selon la méthode définie plus haut.

Ces observations furent réalisées à l'aide du système d'optique adaptative PUEO, malheureusement les conditions atmosphériques ne permirent pas d'atteindre une résolution meilleure que 0.5'' (FWHM à 2.12 μm), le rapport de Strehl (rapport des intensités au centre après et avant correction) étant de l'ordre de 0.1, c'est-à-dire légèrement inférieur (la correction est donc moins précise) aux spécifications de l'instrument. Chaque champ couvert est de 36''x36'', ce qui correspond à environ la moitié de la nébuleuse.

Températures d'excitation observées et diagnostics

En combinant les deux images ESO dans les filtres correspondant aux transitions 1-0 S(1) et 2-1 S(1), et en utilisant la relation 4.14 il est possible d'obtenir une carte de la température d'excitation correspondante dans la nébuleuse. Il faut néanmoins noter que, du fait des faibles intensités de la raie 2-1 S(1) (même si comparativement à la plupart des autres raies de H₂ en bande K elle est relativement intense), la majorité des régions sont trop bruitées pour que le rapport des raies (et donc la température d'excitation) ait une signification. En pratique seules quelques régions ont été étudiées, ces régions étant caractérisées par des intensités élevées dans les deux raies utilisées ici.

Les régions étudiées le plus en détail sont indiquées par A et B sur la figure 4.11 qui représente la carte de la température d'excitation, elles sont également reproduites en gros-plan dans la partie inférieure. Les zones grises de la carte indiquent que l'intensité des raies n'est pas suffisante pour que les barres d'erreur sur T_{ex} soient raisonnables, et qu'il a donc été jugé préférable d'omettre les valeurs correspondantes. Le fait le plus intéressant lorsqu'on examine la distribution des températures d'excitation est la stratification de leurs valeurs. Les deux régions étant caractérisées par des valeurs relativement élevées de T_{ex} , aux alentours de 4000-5000 K sur un de leurs bords et une diminution progressive lorsqu'on s'en éloigne, pour atteindre des valeurs relativement faibles de 1500-2000K (voir figure 4.12). Ces régions ayant une taille d'environ 1", soit 460 unités astronomiques, cela donne une idée des faibles échelles de distance sur lesquelles se produit la différenciation des températures d'excitation.

Pour expliquer ces distributions il a été fait usage de la grille de chocs présentée dans le chapitre 3. Il a également été fait usage d'un certain nombre de résultats relatifs aux modèles PDR, mais seul un intervalle de paramètres (n_H, χ) restreint a été exploré, ces paramètres correspondant à ceux utilisés dans l'étude de Störzer & Hollenbach (1999). Les températures d'excitation correspondant aux mesures effectuées ont été utilisées comme outil de comparaison, ainsi que l'intensité absolue de la raie 1-0 S(1).

Plusieurs hypothèses ont été envisagées pour expliquer la structure de l'excitation observée :

- Le plus simple est de considérer que cette structure correspond à la zone de refroidissement d'un choc, ce qui signifie que le choc est vu par la tranche (edge-on). Pour que cela soit possible la taille de la structure doit être approximativement égale à la taille caractéristique du choc (telle que définie dans le chapitre 3), soit de l'ordre de 500 UA. Cette condition a pour effet de restreindre les possibilités aux chocs C, la taille caractéristique des chocs J étant beaucoup trop faible. Il s'avère ensuite qu'aucun modèle de choc C ne peut reproduire à la fois la température d'excitation et l'intensité de la raie 1-0 S(1), quelles que soient les valeurs de la densité, de la vitesse du choc et du champ magnétique. Cette impossibilité conduit à l'abandon de l'hypothèse initiale : le profil d'excitation observé n'est pas créé par un choc vu par la tranche.
- On peut également postuler que les différentes températures d'excitation obtenues sont le signe de plusieurs chocs à l'oeuvre. Il a donc été procédé à la comparaison d'une part des températures d'excitation élevées (entre 3500 et 4500 K), d'autre part des températures d'excitation faibles (1500-2500 K) avec les modèles de chocs. Il s'avère cette fois qu'il est possible de reproduire les résultats obtenus avec un modèle de choc C et un modèle de choc J. Plus précisément il est possible de reproduire l'intensité de la raie 1-0 S(1) ainsi que la température d'excitation dans les zones où cette dernière est élevée avec un modèle de choc J vérifiant $n_H = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et $V_S = 15 \text{ km.s}^{-1}$. Les mêmes grandeurs dans les zones à faible température d'excitation peuvent être reproduites par un modèle de choc C avec $n_H = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $V_S = 25-30 \text{ km.s}^{-1}$ et $b=1$, donc les densités sont comparables dans les deux modélisations. Le principal critère pour l'ajustement de ces modèles est l'intensité de la raie 1-0 S(1), trop élevée dans les zones à basse température d'excitation pour être reproduite par des chocs J (voir chapitre 3).
- Enfin, l'hypothèse que l'émission est due à la PDR créée par le Trapèze a également été explorée. En utilisant des paramètres proches de ceux utilisés par Störzer & Hollenbach et le modèle de PDR décrit au chapitre 3 il est possible de reproduire la température d'excitation mais non l'intensité de la raie 1-0 S(1). Des modèles avec $n_H = 7.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (donc une densité extrêmement élevée) et $\chi = 4 \cdot 10^5$, qui sont les modèles optimaux pour reproduire la température d'excitation, sous-estiment en effet l'intensité de 1-0 S(1) d'un facteur 10 environ dans les objets A et B. L'émission rovibrationnelle de H_2 ne peut donc être attribuée à l'action unique d'une PDR.

En conclusion, un modèle juxtaposant un choc C et un choc J semble être en mesure de reproduire les deux intensités de raies étudiées ici. En ce qui concerne les modèles PDR il semble que, même

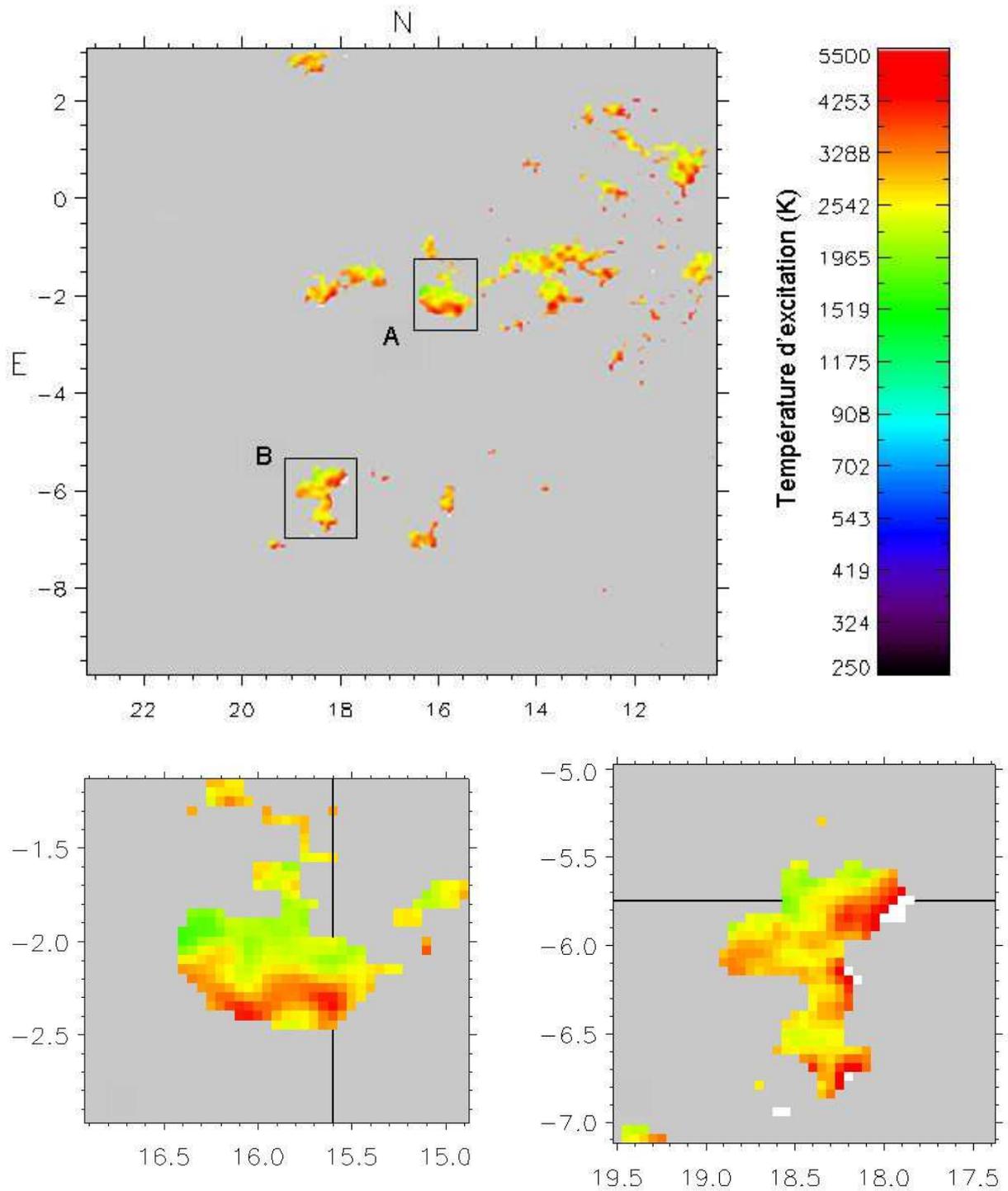


FIG. 4.11 – Carte de la température d'excitation T_{ex} (calculée comme détaillé en section 4.4) dans la nébuleuse de Kleinmann-Low. Dans la partie inférieure sont représentés les noeuds d'émission indiqués par A et B sur la carte.

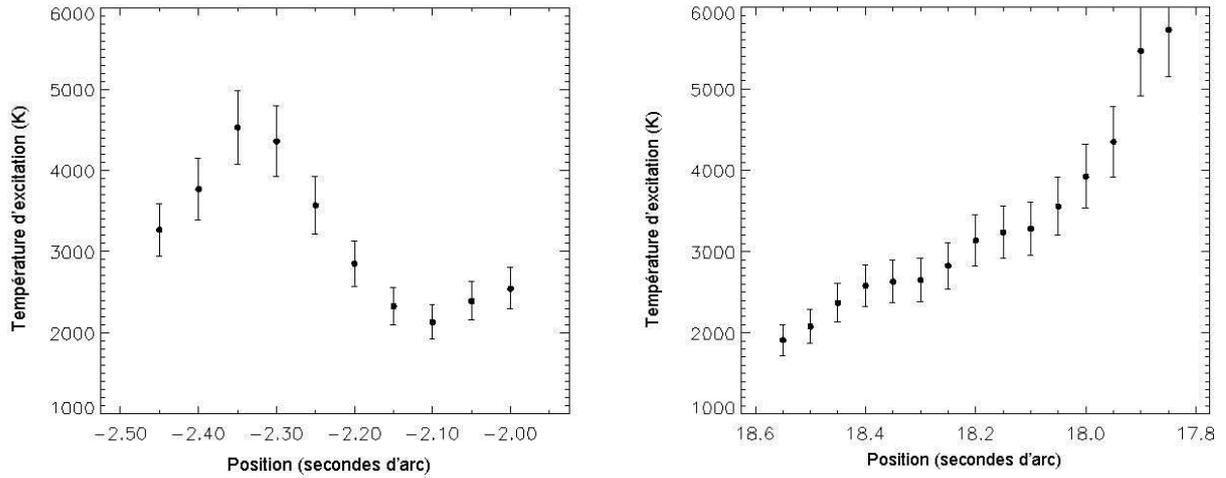


FIG. 4.12 – Coupes au travers des noeuds d'émission A (à gauche) et B (à droite) représentés sur la carte 4.11. Les directions pour la coupe sont représentées par des lignes noires sur les gros-plans situés sous la carte.

s'ils ne peuvent expliquer à eux seuls l'émission de la molécule H_2 , leur contribution soit suffisamment importante pour concevoir un processus mixte d'excitation (collisionnel et radiatif). Un modèle de la nébuleuse baignée par l'émission diffuse PDR mais avec des contributions fortes des chocs dans certains noeuds d'émission est donc plausible.

4.4.4 Estimation du rapport ortho/para

En utilisant les cartes CFHT relatives cette fois aux transitions 1-0 S(1) et 1-0 S(0) il est possible d'obtenir une estimation du rapport ortho/para partiel noté précédemment $OP_{v=1, J=3}$ à l'aide de la relation 4.18. Comme pour les observations utilisées au paragraphe précédent, il faut prendre garde cette fois aux intensités faibles de la raie 1-0 S(0) et donc être critique vis-à-vis des résultats obtenus. Cependant il est possible d'obtenir une confirmation éventuelle des valeurs obtenues en utilisant les observations ISAAC LR pour lesquelles les transitions 1-0 S(0) et 1-0 S(1) sont également détectées (voir par exemple les spectres dans la figure ??). La méthode de comparaison utilisée ici est la même que celle adoptée pour la comparaison des vitesses données par GriF et ISAAC en section 4.3. La différence essentielle étant qu'on veut cette fois comparer des intensités de raies.

Deux fentes basse résolution traversent des objets dont la valeur de $OP_{v=1, J=3}$ a été jugée fiable, mais seul le résultat pour l'objet noté C dans la figure 4.13 sera discuté ici. Cette même figure 4.13 présente la comparaison des valeurs obtenues pour l'objet en question. La partie supérieure présente les valeurs de $OP_{v=1, J=3}$ calculées à partir des observations en imagerie (prises égales à 0 à l'extérieur de l'objet), la partie inférieure représente la même quantité calculée grâce aux observations ISAAC.

On remarque que l'accord entre les deux estimations est loin d'être optimal, les valeurs obtenues en spectroscopie ont des valeurs uniformes aux environs de 2.5 (précisément 2.42 ± 0.1 est la valeur moyenne dans la nébuleuse) alors que les valeurs obtenues en imagerie sont inférieures à cette moyenne. Dans l'objet les valeurs sont comprises entre 1.5 et 2 en imagerie, trop basses par rapport aux estimations ISAAC, sauf en ce qui concerne les plus élevées en imagerie, se trouvant aux pixels 740 (imagerie) et 182 (spectroscopie). Ces valeurs maximales de 2.2 (compte tenu des incertitudes) sont relativement bien conservées entre les deux observations. Par contre les valeurs plus basses prévues par l'imagerie ne sont

pas reproduites par les observations spectroscopiques. Une comparaison moins élaborée utilisant une simple moyenne des valeurs obtenues dans la région d'intérêt (à la fois en imagerie et en spectroscopie), et non plus un profil entier, montre pourtant une quasi-égalité entre les deux rapports.

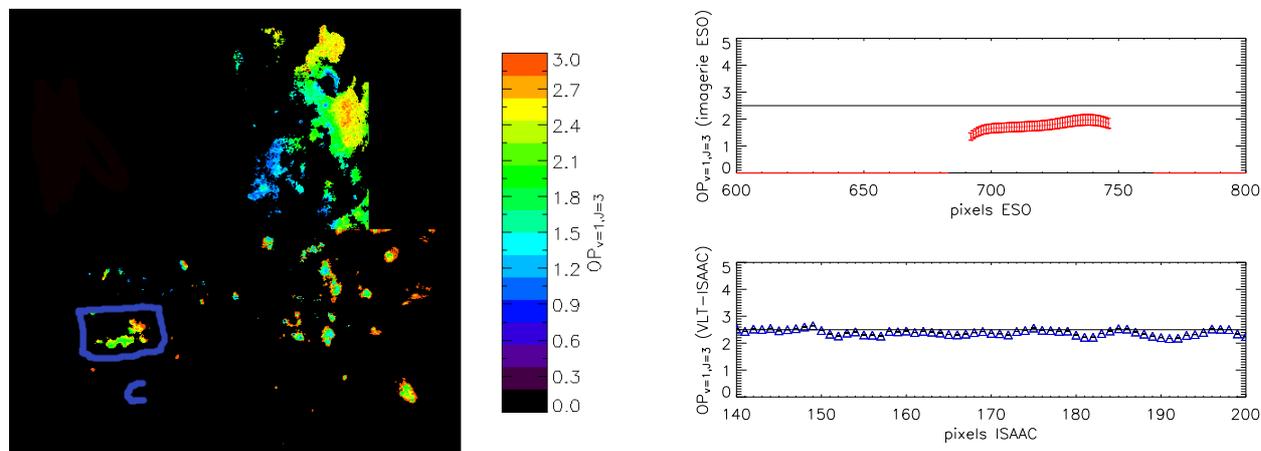


FIG. 4.13 – Carte représentant le rapport ortho/para partiel pour le niveau $v=1, J=3$ (gauche) et comparaison entre les valeurs obtenues le long de l'objet C (droite). Prendre garde à la différence de taille des pixels GriF et ISAAC, l'échelle est la même sur les deux graphiques de droite.

Il y a plusieurs raisons possibles à la divergence entre les deux profils observés :

- Un problème lors de la réduction des données CFHT. Le fait d'utiliser des rapports de raies rend cette méthode particulièrement dépendante du rapport S/N (pouvant être différent dans les deux images), avec l'apparition possible d'un biais favorisant les valeurs faibles du rapport au détriment des valeurs élevées. La réduction des données doit être ajustée pour chaque image, en particulier la soustraction du continu diffère d'image à image alors que l'opération est comparativement plus simple en spectroscopie.
- Une tendance du rapport ortho/para à atteindre de faibles valeurs seulement à très faible échelle (inférieure à $0.3''$, soit 140 UA), auquel cas seule la meilleure résolution spatiale des données CFHT permet de détecter ces variations.

Une étude récente à laquelle a participé l'auteur (en collaboration avec L. Kristensen) a essayé d'expliquer les faibles rapports obtenus dans les données en imagerie à l'aide de modèles de chocs. Il n'a cependant pas été possible de trouver des paramètres permettant de reproduire ces valeurs, un travail supplémentaire est en cours pour caractériser de manière plus approfondie le rapport ortho/para partiel ainsi que le rapport global (Kristensen, Callejo et al. en préparation).

Limites de la méthode

L'utilisation conjointe d'images obtenues à l'aide de différents filtres présente l'avantage de couvrir l'intégralité du champ d'étude. Cependant les outils de diagnostic sont réduits à leur plus simple expression (une intensité absolue et un rapport), même si on a vu qu'il était possible d'en déduire des contraintes intéressantes sur la physique du milieu. En particulier, le fait de disposer d'un seul rapport de raies ne donne aucun droit à l'erreur, tout problème technique lors des observations pouvant être catastrophique vis-à-vis du seul outil de diagnostic dont on dispose.

De plus un diagnostic basé uniquement sur 2 raies doit être considéré avec prudence, car il donne accès à des quantités *locales en énergie*. La température d'excitation n'étant relative qu'à deux niveaux

il est impossible de l'assimiler à une température de rotation ou de vibration (calculée en général sur un nombre plus élevé de niveaux), encore moins à la température cinétique. De même le rapport ortho/para est uniquement relatif à un niveau d'énergie, il ne s'agit en aucun cas du rapport global devant être calculé à partir des populations de tous les niveaux d'énergie.

4.5 Méthodes de diagnostic multi-raies I : nouvelles estimations des quantités précédentes

4.5.1 Observations VLT LR

Fente	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
S1	4.5	16.0
S2	-5.4	15.0
S3	-3.0	11.5
S4	-2.85	9.5
S5	-0.75	8.0
S6	-0.6	6.0
S7	-1.05	3.7
S8	-0.9	2.8
S9	-0.15	1.9
S10	+0.0	0.5
S11	+0.3	0.1
S12	+0.0	-0.1
S13	-0.15	-0.6
S14	+1.2	-1.1
S15	+1.5	-1.7
S16	+1.2	-2.9
S17	+1.65	-3.8
S18	+6.45	-4.3

TAB. 4.3 – Positions des centres des fentes LR, classées du nord au sud. Ces positions sont données en secondes d'arc par rapport à l'étoile TCC0016 : $\alpha = 05^h35^m14.91^s$ et $\delta = -05^\circ22'39.1''$ (J2000)

La spectroscopie basse résolution est essentiellement effectuée dans le lobe sud-est (pic 2) par des fentes qui l'échantillonnent relativement régulièrement, la plus grande densité de fentes étant localisée dans le centre du lobe au voisinage de l'étoile TCC0016. L'angle de position vaut environ 105 degrés.

Les spectres correspondants (dont un exemple est donné dans la figure 4.14) couvrent les raies d'hydrogène moléculaire de 1-0 S(3) à 1-0 Q(7). En fait seule une partie des raies rovibrationnelles de H_2 théoriquement accessibles dans cet intervalle de longueur d'onde sont effectivement détectées, à savoir 1-0 S(3), 1-0 S(2), 2-1 S(1), 1-0 S(1), 2-1 S(2), 1-0 S(0) et les raies de la branche Q de 1-0 Q(1) à 1-0 Q(7) (auxquelles il faut ajouter la raie $Br\gamma$ de HI à $2.1655 \mu\text{m}$ et la raie He1-0 à $2.0581 \mu\text{m}$). En particulier ni les transitions de la branche O ni les transitions émanant de niveaux de vibration supérieurs à $v=2$ ne sont détectées.

Comme détaillé dans la section 2.5 seules certaines transitions peuvent être considérées comme libres d'absorption atmosphérique, les résultats sur le champ de vitesse établis aux sections 4.2 et 4.3 indiquent

que seules les raies 1-0 S(2), 1-0 S(1), 1-0 S(0), 2-1 S(1), 2-1 S(2) et 2-1 S(3) satisfont cette condition. Ces raies seront donc utilisées par la suite en tous points des fentes du champ (la raie 1-0 Q(4) peut également convenir, mais elle est redondante avec 1-0 S(2), sauf pour des mesures d'extinction).

Ces raies ont toutes été ajustées par des profils de Voigt, ce qui a permis d'avoir accès à leurs largeurs (FWHM) et à leurs intensités intégrées, essentiellement. Un ajustement global des profils en utilisant une même estimation de la largeur pour toutes les raies de H₂ a permis de mettre en évidence des largeurs voisines de 4 pixels FWHM, soit environ $3.10^{-3} \mu\text{m}$. Un ajustement effectué en choisissant une largeur différente pour chaque raie ne modifie pas les ajustements, et ne se justifie pas physiquement car seules les largeurs naturelles (négligeables) varient de raie à raie a priori.

Il a donc été possible d'obtenir des valeurs des intensités des raies rovibrationnelles de H₂ le long des différentes fentes, avec des incertitudes faibles (inférieures à 1% pour les raies les plus intenses) dues au bon rapport S/N.

La première étude effectuée avec ces intensités a été de voir s'il était possible d'en déduire une loi d'extinction en bande K, suivant le principe énoncé à la section 2.4. Malheureusement tous les rapports mesurés vers la nébuleuse de Kleinmann-Low et qui auraient pu servir à cette détermination se sont avérés inutilisables, conséquence directe du champ de vitesse régnant dans la nébuleuse et de l'absorption atmosphérique. Il a en conséquence été décidé d'effectuer le dérougissement des spectres en utilisant la loi d'extinction de Bertoldi 99 (section 2.4) calculée avec des observations ISO vers le pic 1.

4.5.2 Diagnostics : diagrammes et températures d'excitation

La connaissance des intensités des raies de H₂ est le point de départ de très nombreux diagnostics. On a parlé au paragraphe précédent de l'extinction dans le milieu, l'autre utilisation habituelle de ces intensités consiste à rechercher les mécanismes d'excitation du gaz moléculaire. Pour cette tâche on peut calculer des températures d'excitation pour les différentes transitions et les comparer à des modélisations existantes. Le but de cette méthode étant de voir si un nombre restreint de ces températures peut expliquer les rapports, ce qui facilitera d'autant plus la comparaison. Une méthode plus fine (voir section suivante) consiste à se passer totalement des températures d'excitation et d'essayer de reproduire tous les rapports observationnels dont on dispose.

Un outil essentiel de ces comparaisons est le diagramme d'excitation de la molécule, ce diagramme permet de déceler de façon visuelle des effets divers comme des rapports ortho/para différents de 3 (Wilgenbus et al. 2000) ou un pompage UV à l'oeuvre (Timmermann et al. 96).

La construction d'un diagramme d'excitation suppose de connaître les populations des niveaux supérieurs des transitions et de les tracer en fonction de l'énergie de ces niveaux. De la relation de Boltzmann on déduit immédiatement l'équation suivante valable uniquement à l'ETL :

$$\ln \frac{\frac{n_2}{g_2}}{\frac{n_1}{g_1}} = - \frac{E_2 - E_1}{kT} \quad (4.19)$$

valable pour des niveaux d'énergie E_1 et E_2 , de densités n_1 et n_2 , dégénérescences g_1 et g_2 et pour une température T .

Cette équation a pour conséquence le fait qu'une courbe exprimant $\ln(\frac{n_2 g_1}{g_2 n_1})$ en fonction de $(E_2 - E_1)/k$ sera une droite de pente $-1/T$ à la condition que l'on soit à l'ETL. Par extension si on a plus de deux niveaux définis par n_i , g_i et E_i , le fait de porter $\ln \frac{n_i}{g_i}$ en fonction de E_i/k donnera le même résultat si tous les niveaux sont à l'ETL. L'équation 2.18 permet de relier facilement les intensités mesurées des raies rovibrationnelles de H₂ aux densités de colonne des divers niveaux.

Si l'ETL n'est pas réalisé, on peut seulement définir une température d'excitation pour deux niveaux, voire une unique température d'excitation pour un certain nombre de niveaux si les conditions le

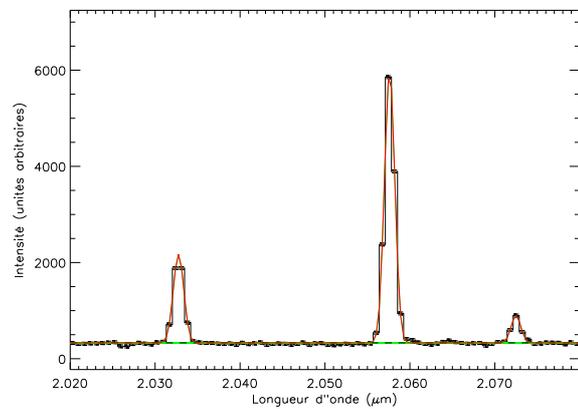
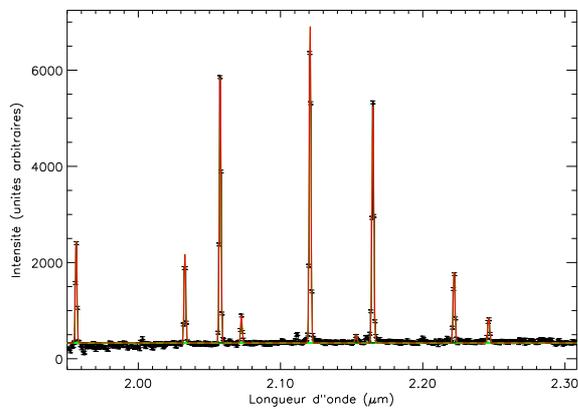
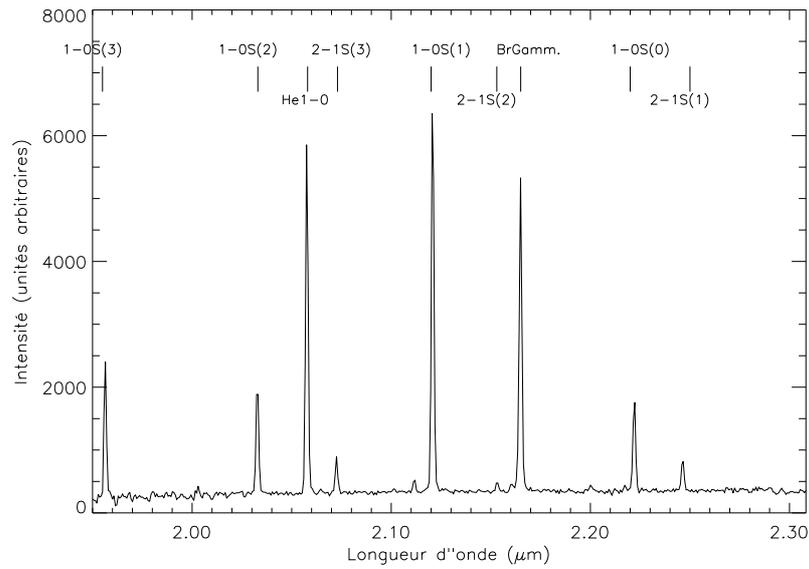


FIG. 4.14 – Spectre ISAAC caractéristique (en haut à gauche) et ajustement des raies de l'ensemble (en bas à gauche) et de trois raies proches (en bas à droite). Des largeurs gaussiennes de 4 pixels et lorentziennes de 0.3 pixels ont été utilisées pour l'ajustement.

permettent. Le diagramme d'excitation offre également un moyen commode de comparaison entre les populations relatives observées et calculées théoriquement et sera abondamment utilisé dans la suite de l'exposé.

La figure 4.16 montre quelques diagrammes d'excitation pris dans la nébuleuse de Kleinmann-Low avec les barres d'erreur associées. Seules les populations des niveaux $v=1, J=2$ (calculée à partir de $1-0 S(0)$), $v=1, J=3$ ($1-0 S(1)$), $v=1, J=4$ ($1-0 S(2)$), $v=2, J=3$ ($2-1 S(1)$), $v=2, J=4$ ($2-1 S(2)$), $v=1, J=5$ ($2-1 S(3)$) ont été jugées suffisamment sûres pour être utilisées, du fait de l'absorption atmosphérique. Un ajustement de deux températures d'excitation T_{ex1} , pour les 3 niveaux rotationnels correspondant à $v=1$, et T_{ex2} , pour les 3 niveaux correspondant à $v=2$ permet de reproduire de manière satisfaisante les observations dans l'ensemble de la nébuleuse.

La première température d'excitation, T_{ex1} , a une valeur moyenne dans la nébuleuse de 1600 ± 200 K ; la seconde température, T_{ex2} , a elle une valeur moyenne de 2000 ± 800 K. L'incertitude sur la deuxième valeur est nettement supérieure à celle de la première, du fait des intensités de raies plus faibles pour les transitions entre niveaux $v=2$ et $v=1$ par rapport à celles entre niveaux $v=1$ et $v=0$, se traduisant par des incertitudes supérieures. Du fait de cette incertitude élevée il est impossible d'affirmer que les températures sont différentes en moyenne. Cependant lorsqu'on examine les températures d'excitation calculées en divers endroits de la nébuleuse il s'avère qu'elles sont bien différenciées en général (figure 4.16). La modélisation des intensités avec deux températures d'excitation reste donc la meilleure possible compte tenu des barres d'erreur.

En ce qui concerne les valeurs individuelles de T_{ex1} , des pics de 3500 K ont été détectés dans plusieurs régions brillantes de la nébuleuse alors que des limites inférieures de 1100 K sont également apparues. La variabilité spatiale de T_{ex2} étant également élevée : entre 1300 et 3100 K dans la nébuleuse. L'étude de référence des températures d'excitation dans la nébuleuse est due à Rosenthal et al. (2000), en utilisant des observations ISO. Les valeurs déduites de leur étude sont d'environ 3300 K, mais avec une limitation importante qui rend toute comparaison avec nos données périlleuse : la taille du faisceau d'ISO d'environ $80''$ (soit pratiquement la totalité de la nébuleuse). Les résolutions spatiales supérieures à $1''$ des observations VLT (tout comme les observations CFHT) permettent par conséquent de tracer les températures d'excitation beaucoup plus finement dans la nébuleuse.

Il est cependant intéressant de constater que l'estimation de Rosenthal et al. est incluse dans l'intervalle de valeurs déduit de notre étude. La comparaison des résultats de Kristensen et al. (section précédente) avec ceux de Rosenthal est également bonne. Enfin, les deux études à faible échelle présentées ici coïncident en partie, les températures les plus faibles obtenues étant du même ordre de grandeur. La seule divergence concerne les valeurs très élevées de T_{ex} (jusqu'à 5000 K) détectées dans les données ESO-La Silla. La différence entre les résolutions spatiales impliquant un effet de moyenne sur les mesures effectuées, il est tout à fait possible que ces valeurs élevées existent effectivement mais n'aient pas été détectées dans les observations ISAAC. Remarquons également que l'estimation de T_{ex} est plus précise dans le cas des observations ISAAC du fait de la présence de six niveaux d'énergie contre deux seulement pour les observations ESO-La Silla. Ce qui a par exemple permis d'associer une température d'excitation à chaque niveau vibrationnel.

En conclusion, le travail effectué sur les températures d'excitation est cohérent. Les données ISAAC complétant efficacement les estimations venant des procédés d'imagerie ESO-La Silla du fait du nombre de niveaux plus élevé pour le calcul de ces températures. Par contre, la structure à très faible échelle vue en imagerie ne peut être reproduite par les observations spectroscopiques. Les deux approches ne sont donc pas redondantes, mais sont complémentaires l'une de l'autre.

4.5.3 Rapport ortho/para

La relation 4.16 permet d'estimer le rapport ortho/para simplement à partir des diagrammes d'excitation pour un niveau donné (Timmermann 96). La base de la méthode est décrite figure 4.15 et est reprise en détail dans Wilgenbus et al. (2000). Il s'agit de remarquer qu'un rapport ortho/para différent de sa valeur à l'ETL (à savoir 3) s'accompagne d'un déplacement des populations des niveaux ortho vers le bas dans les diagrammes d'excitation correspondants. Les populations des niveaux para (en bleu) restent sur la droite correspondant à l'ETL (et donc de pente $-1/T$) alors que les populations des niveaux ortho s'alignent sur une droite décalée vers des valeurs plus faibles, le déplacement de ces niveaux étant d'autant plus important que le rapport ortho/para est faible. C'est cette propriété qui est utilisée pour écrire l'équation 4.16. Dans notre cas on peut rechercher des déplacements de la population du niveau ortho $v=1, J=3$ par rapport aux deux niveaux $v=1, J=2$ et $v=1, J=4$ de façon à obtenir une estimation de $OP_{v=1, J=3}$.

Du fait de que l'on dispose seulement de trois niveaux un ajustement précis est pratiquement impossible, la seule possibilité étant de regarder le déplacement de la population du niveau $v=1, J=3$ par rapport à la droite joignant celles des niveaux $v=1, J=2$ et $v=1, J=4$. Cependant cette méthode est plus précise que celle détaillée en section 4.4.5, car elle est basée sur trois niveaux d'énergie. Une estimation basée sur cette méthode et appliquée à toutes les positions de fente dont on dispose a permis de mettre en évidence le fait suivant : aucun déplacement significatif de la valeur de 3 n'a été détecté. Ce résultat tient compte des barres d'erreur (faibles) des observations ISAAC.

Le fait que le calcul basé sur deux niveaux fasse état de valeurs de $OP_{v=1, J=3}$ aux environs de 2.5 et que le calcul basé sur trois niveaux indique que les valeurs sont très proches de 3 donne une estimation de la précision de la méthode décrite en 4.4.2. A savoir que le rapport ortho/para partiel pour un niveau donné peut être calculé avec uniquement deux niveaux d'énergie avec une erreur d'environ 20 %. La principale conclusion de ces travaux est que le rapport ortho/para partiel pour le niveau $v=1, J=3$ peut être pris égal à trois dans la nébuleuse avec un très bon intervalle de confiance. Cela ne présage pas des valeurs du rapport ortho/para global dans la nébuleuse.

4.6 Méthodes de diagnostic multi-raies II : rapports de raies

Cette section est exclusivement consacrée à l'utilisation des intensités des raies d'hydrogène moléculaire dans la nébuleuse mesurées par ISAAC en mode LR, ce afin d'étudier les conditions dans lesquelles le gaz est excité. Contrairement à la section précédente on cherche cette fois à expliquer directement *tous* les rapports de raies (si possible), et non seulement à utiliser des diagnostics moins précis comme la température d'excitation.

4.6.1 Intensités et rapports de raies

Il convient d'abord de remarquer qu'il existe une émission d'hydrogène moléculaire dans l'ensemble de la nébuleuse KL telle qu'elle est conventionnellement définie (ie. les 100 secondes d'arc autour de Irc2). La position des fentes ISAAC-LR ayant été choisie de façon à couvrir l'intégralité du lobe SE de la nébuleuse, il est possible d'affirmer que l'émission rovibrationnelle en branche S (et non seulement celle de la raie 1-0 S(1)) est détectable sur une largeur de 35 secondes d'arc d'est en ouest. Cette émission n'a pu être détectée de façon certaine au CFHT en raison du moindre pouvoir collecteur, ce qui explique par exemple que les images prises à $2.22 \mu\text{m}$ soient relativement bruitées à l'exception de quelques régions. Les raies les plus intenses détectées en bande K sont en général la raie d'hydrogène atomique $\text{Br}\gamma$ à

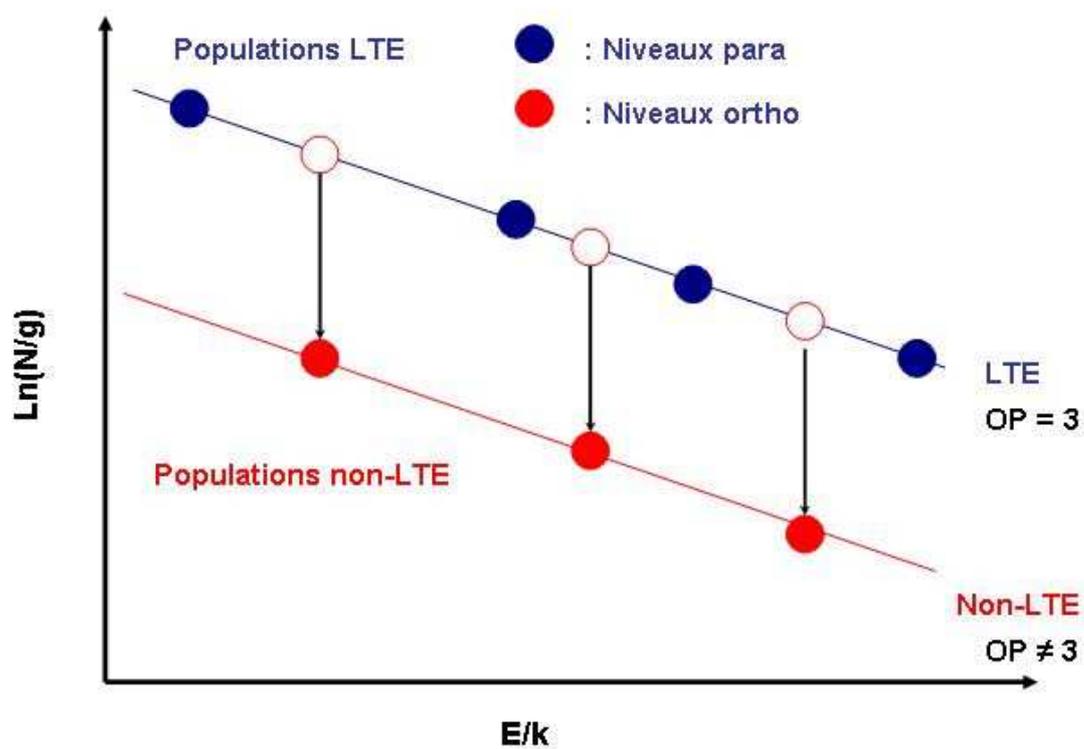


FIG. 4.15 – Méthode d'estimation du rapport ortho/para basée sur le déplacement des populations des niveaux ortho vers le bas par rapport à celles des niveaux para dans un diagramme d'excitation.

2.165529 μm et la raie He1-0 à 2.0581282 μm . Leur émission n'est pas limitée à la nébuleuse, ce qui indique qu'elles sont probablement formées dans l'enveloppe de gaz atomique en avant-plan de OMC-1.

Le second élément d'intérêt est la variabilité spatiale des intensités et donc des rapports de raies, relativement faible dans la nébuleuse. Typiquement la variation moyenne sur une fente du rapport est de l'ordre de 10 %, la variation maximale d'un rapport donné n'étant jamais supérieure à 25 % au dessus ou en dessous de sa valeur moyenne. Ce fait est valable pour tous les rapports de raies rapportés à 1-0 S(1) et étudiés ici. Du fait de cette relative constance il est légitime de moyenniser l'ensemble des rapports obtenus sur l'ensemble des fentes. Les résultats de l'opération de moyenne réalisée sur toutes les fentes, mais seulement dans les zones où les intensités des raies sont appréciables, sont portés dans la table 4.4. Egalement indiqués sont les écarts-type relatifs à l'opération pour chaque rapport.

Dans une première approche, cette relative constance des rapports de raies est étonnante, surtout après avoir vu au chapitre 3 que ces rapports étaient sujets théoriquement à des variations certaines suivant les conditions régnant dans les chocs et PDRs. On peut se dire que des rapports de raies constants sont le signe de conditions initiales (densité, vitesse de choc, champ FUV...) identiques dans toute la nébuleuse. Cette hypothèse est cependant difficile à concilier avec la nature fragmentée de la nébuleuse, qui influe évidemment sur la densité mais également sur la pénétration du rayonnement. La question qui peut se poser est de savoir si un modèle de choc global est physiquement conciliable avec des rapports de raies constants en première approximation. Ce cas de figure serait cohérent dans le cadre d'un mouvement global de matière ayant pour origine le voisinage de la source Irc2, le flux de matière rencontrerait le gaz moléculaire de OMC-1 et produirait une onde de choc dont on verrait l'expansion actuelle sous forme d'émission IR. Pour qu'une telle vision soit juste, il faut que les rapports de raies de H_2 varient peu à l'intérieur d'un choc. Une étude relativement ancienne (Brand et al. 89) établissait que cette condition pouvait être vérifiée dans le cas de chocs J, exclusivement. Les auteurs utilisaient la constance de certains rapports de raies mesurés dans la nébuleuse ainsi qu'un modèle simple de choc hydrodynamique pour conclure. En utilisant des arguments comparables mais avec des modèles nettement plus précis il est possible de revisiter ces conclusions. En fait, comme on a vu au chapitre 3, les variations des rapports de raies à l'intérieur des chocs J sont loin d'être négligeables. Les résultats obtenus par ces auteurs ne peuvent donc être utilisés pour expliquer la constance des rapports mesurés ici.

Si ce modèle de choc unique n'est pas viable, il faut se tourner vers une seconde approche, à savoir l'hypothèse que la nébuleuse abrite un grand nombre d'ondes de choc à faible échelle se propageant de façon isotrope. Cette interprétation est supportée par les résultats fournis par les observations GriF (section 4.2), qui ont révélé une distribution de vitesse complexe à faible échelle. Ces ondes de choc à faible échelle seraient créées par des protoétoiles en formation, comme expliqué précédemment. Le principal problème est qu'attribuer toutes ces hypothétiques ondes de choc à des protoétoiles rendrait le taux de formation stellaire beaucoup trop élevé par rapport à celui prédit par les études antérieures.

4.6.2 Comparaison aux modèles de chocs

Il est possible de relier les intensités des raies mesurées dans la nébuleuse aux modèles de chocs en adoptant plusieurs méthodes. La manière la plus simple d'effectuer la comparaison est d'utiliser les diagrammes d'excitation observés et simulés, le plus difficile s'avérant être de reproduire le décalage relatif entre les niveaux émanant de $v=1$ et ceux émanant de $v=2$ dans les diagrammes. Les barres d'erreur faibles dans ces diagrammes permettent en théorie de fixer les paramètres des chocs de manière précise, mais encore faut-il qu'il y ait convergence acceptable vers un ou des modèles donnés (il est tout à fait possible qu'aucun modèle ne reproduise de manière satisfaisante les données). Pour définir les meilleurs modèles de chocs, on a effectué une minimisation pondérée du χ^2 prenant en compte tous les modèles disponibles. Une fois que les modèles les plus proches des observations ont été définis, des simulations

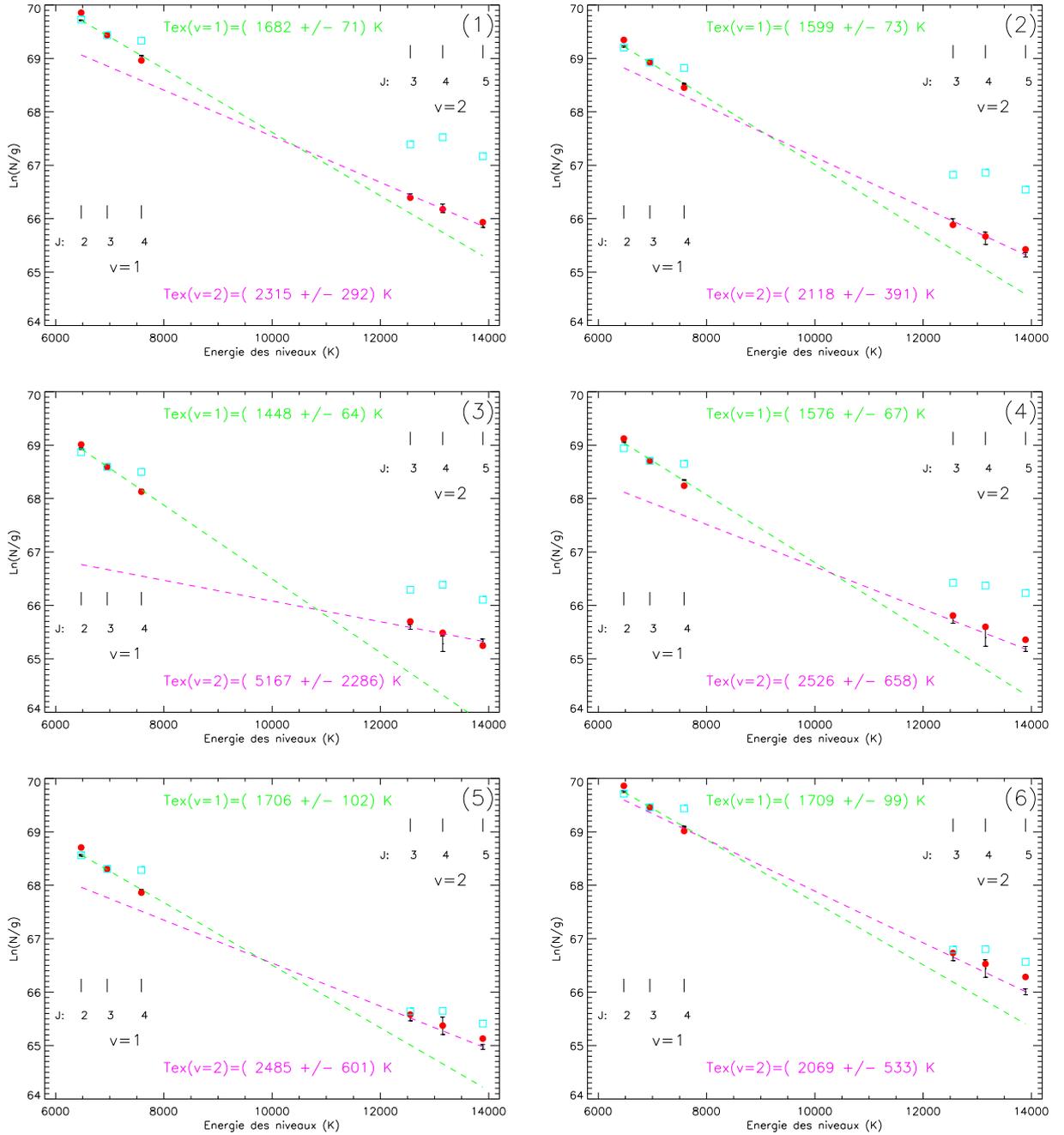


FIG. 4.16 – Diagrammes d’excitation observés (noir), meilleurs modèles de chocs C (carrés bleus) et meilleurs modèles de chocs J (rouge) pour 6 zones prises dans le lobe sud-est de la nébuleuse. Les positions des zones sont représentées sur la figure 4.3. Sont également tracées les deux températures d’excitation, pour le niveau $v=1$ (vert) et $v=2$ (rose) et les valeurs de ces deux températures sont indiquées.

Raie considérée	Rapport moyen	σ
1-0 S(3)	0.384	0.052
1-0 S(2)	0.349	0.018
2-1 S(3)	0.100	0.015
2-1 S(2)	0.046	0.042
1-0 S(0)	0.2435	0.009
2-1 S(1)	0.095	0.013

TAB. 4.4 – Valeur moyenne et écart-type σ pour les rapports de raies considérés dans cette étude (relatifs à la raie 1-0 S(1)).

supplémentaires ont été réalisées en échantillonnant plus finement les paramètres fondamentaux des chocs.

En ce qui concerne les modèles de chocs C (déduts comme source d'excitation dans les travaux de Kristensen et al.), il est extrêmement difficile de faire coïncider observations et modèles, même en utilisant tout l'éventail de densités, vitesses de choc et champ magnétique disponibles. La figure 4.16 montre les meilleurs modèles de chocs C permettant d'approcher les résultats observationnels. Ces meilleurs modèles font état de densités entre 10^5 et 10^6 cm^{-3} , vitesses de choc entre 25 et 30 km.s^{-1} et paramètre d'échelle magnétique $b=1$. Paramètres par ailleurs proches de ceux déduits de l'étude de Kristensen et al. (2003). Cependant répétons que la corrélation entre observations et modèles de chocs C est beaucoup trop faible pour invoquer ces derniers dans l'étude de l'excitation du gaz moléculaire dans la nébuleuse.

Les modèles de chocs J permettent par contre de reproduire (même figure 4.16) de façon tout à fait satisfaisante les diagrammes d'excitation pris dans la nébuleuse. Quantitativement, des densités entre 5.10^4 et 10^5 cm^{-3} et des vitesses d'environ 20 km.s^{-1} permettent de reproduire la quasi-totalité des observations. Pour fixer d'avantage les idées, il a d'abord été procédé à un recensement des noeuds d'émission traversés par les fentes, ce qui a fourni un total d'environ une centaine de régions d'intérêt.

Ensuite les intensités des raies dans ces noeuds d'émission ont été comparées automatiquement aux modèles de chocs J disponibles de façon à définir les meilleurs paramètres (densité, vitesse du choc...) reproduisant les diagrammes d'excitation. Enfin le nombre de noeuds d'émission reproduits par un modèle donné a été mis sous forme d'histogramme dans lequel le classement des modèles a été effectué par énergie initiale (proportionnelle à $n_H V_S^3$) croissante, le résultat est représenté dans la figure 4.17. Nombre d'informations intéressantes sont contenues dans cette figure, par exemple le fait que des densités pré-choc inférieures à 5.10^4 ou supérieures à 10^5 cm^{-3} ne sont jamais réalisées, ce qui indique que les densités pré-choc des noeuds d'émission ne sont pas très éloignées d'une valeur moyenne de 9.10^4 cm^{-3} . Une autre information intéressante est donnée par les vitesses des chocs, regroupées dans l'intervalle 16-21 km.s^{-1} . Ces vitesses sont relativement standard dans le cadre de chocs J. Elles sont suffisamment faibles pour que la dissociation du gaz H_2 soit réduite mais cependant assez élevées pour que des températures suffisantes pour exciter le niveau $v=2$ de la molécule soient atteintes. La table 4.5 recense les principales caractéristiques des modèles de chocs J reproduisant le mieux les observations.

4.6.3 Comparaison aux modèles de PDRs

Du fait de la présence du groupement du Trapèze à environ 1 pc de la nébuleuse KL (voir figure 4.2) il est légitime de supposer l'existence d'une interaction entre les deux régions. Cette interaction basée sur les effets du rayonnement sur le nuage moléculaire se présente sous la forme d'une région photo-dominée complétant la région HII du Trapèze. En fait l'action du groupement du Trapèze peut être

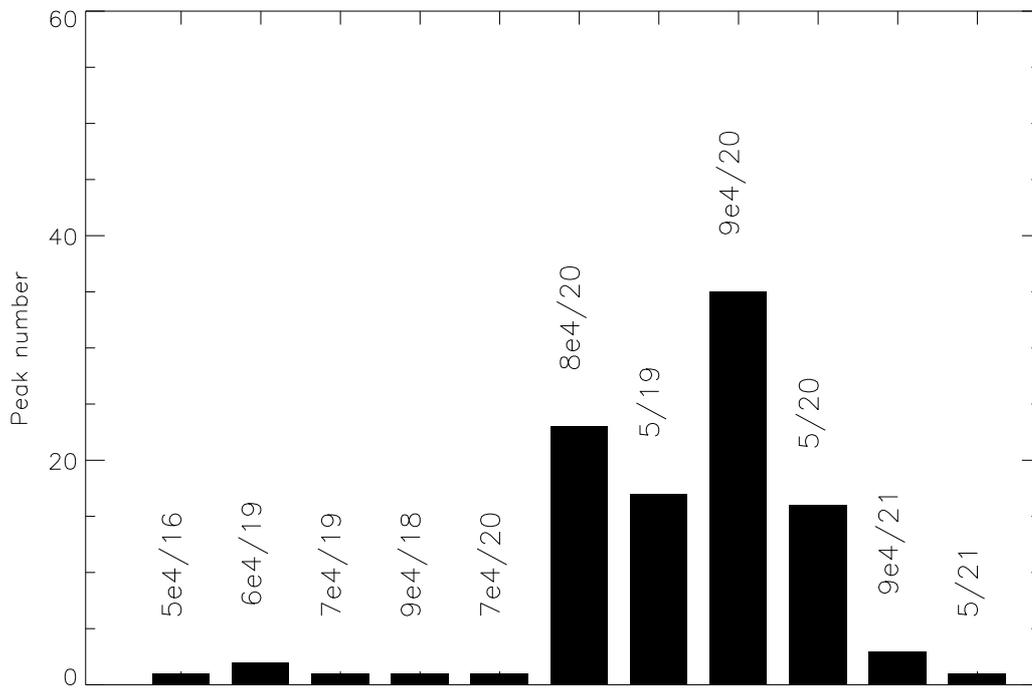


FIG. 4.17 – Distribution du nombre de pics d'émission reproduits par un modèle de choc J donné. Les valeurs portées au-dessus de l'histogramme sont la densité pré-choc n_H du modèle (en cm^{-3}) et la vitesse du choc (en km.s^{-1}).

Densité n_H (cm^{-3})	5.10^4
Vitesse de choc V_S (km.s^{-1})	16
Nombre de fluides	3
Rapport ortho/para initial	3
Température initiale du gaz (K)	22.2
Température initiale des grains (K)	15
Champ magnétique	0
Taux d'ionisation par rayons cosmiques (s^{-1})	5.10^{-17}
Nombre de niveaux H_2	150
Collisions H- H_2	modèle quantique et semi-classique
Longueur visqueuse (cm)	10^9 cm
Processus de formation de H_2	Equipartition
Taille caractéristique du choc	10^{13} cm
Durée du choc	150 ans
rate = $\gamma \cdot (T/300) \cdot \alpha \cdot n_H/n(H)$ (taux de formation de H_2)	
taux de réaction H- H_2 Fower et al. et ou Martin et Mundy	
taux de collision H_2 -SiO Turner et al. 92	
Abondances élémentaires (relatives à H)	O : $4.41 \cdot 10^{-4}$ C : $3.55 \cdot 10^{-4}$ N : $7.93 \cdot 10^{-5}$ He : $9.99 \cdot 10^{-2}$ Mg : $3.70 \cdot 10^{-5}$ S : $1.86 \cdot 10^{-5}$ Si : $3.37 \cdot 10^{-5}$ Fe : $3.23 \cdot 10^{-5}$

TAB. 4.5 – Propriétés des modèles de chocs J reproduisant les spectres ISAAC.

Densité des grains	3 g.cm^{-3}
Rayon minimal des grains	$3.10^{-3} \mu\text{m}$
Rayon maximal des grains	$0.3 \mu\text{m}$
Distribution MRN de tailles	$dN/da=a^{-3.5}$ (Mathis et al. 1977)
Albedo des grains	0.42 (Mathis 1996)
Facteur d'assymétrie	0.6 (Weingartner & Draine 2001)
Taux d'ionisation par rayons cosmiques (s^{-1})	5.10^{-17}
Relation excès de couleur/abondance d'hydrogène	$N_H/E(B-V) = 5.8 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{mag}^{-1}$ (Bohlin et al. 1978)
Rapport gaz/grains (masse)	0.01
Taux de formation de H_2	
Abondances élémentaires (relatives à H)	O : $3.2 \cdot 10^{-4}$ C : $1.3 \cdot 10^{-4}$ N : $7.5 \cdot 10^{-5}$ He : $1.0 \cdot 10^{-1}$ Mg : $3.70 \cdot 10^{-5}$ S : $1.9 \cdot 10^{-5}$ Si : $3.37 \cdot 10^{-5}$ Fe : $1.5 \cdot 10^{-8}$

TAB. 4.6 – Propriétés des modèles de PDRs reproduisant les spectres ISAAC.

ramenée à celle de l'étoile θ^1 Ori C (type spectral O6, $M_V=5.13$, $\alpha=05 \ 35 \ 16.45$ $\delta=-05 \ 23 \ 22.9$) dont le rayonnement FUV domine les autres étoiles du groupement. Cette étoile se situe à une distance de 0.9 pc des noeuds d'émission situés les plus au sud dans la nébuleuse KL, la distance à l'objet BN étant à peine plus importante. Le flux FUV émis par l'étoile peut être calculé au point qui nous intéresse (bord sud de la nébuleuse KL) en tenant compte de l'atténuation due à la traversée de la région HII (Ferland 2001, Störzer & Hollenbach 99).

Une autre méthode de procéder, adoptée ici, consiste à vérifier en premier les corrélations éventuelles entre observations et modèles de PDRs. Dans ce cadre il ressort rapidement des résultats théoriques exposés sur les raies de H_2 dans les PDRs au chapitre 3 que l'espace des paramètres permettant de reproduire les observations est relativement restreint. Des densités dans l'intervalle 10^4 - 10^5 cm^{-3} et des champs de rayonnement de 10^6 sont les plus à même de simuler une PDR corrélée aux observations. En particulier le meilleur modèle de PDR a pour densité $n_H=5.10^5 \text{ cm}^{-3}$ et pour champ de rayonnement $\chi=10^6$. Ce modèle permet de reproduire les rapports de raies moyens (dont on a vu qu'ils constituent une excellente approximation des rapports dans la nébuleuse) avec une précision maximale de l'ordre du pourcent (pour le rapport 2-1 S(3)/1-0 S(1)), la moins bonne corrélation étant obtenue avec le rapport 2-1 S(1)/1-0 S(1) reproduit à 22 % près.

Ce n'est pas le seul modèle PDR ayant été utilisé par le passé, récemment un modèle ayant $n_H=7.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et $\chi=2.5 \cdot 10^5$ a été retenu pour reproduire les intensités des raies 1-0 S(1), 1-0 S(0) et 2-1 S(1) dans plusieurs noeuds d'émission dans la partie sud du pic 2. Le champ de rayonnement est plus faible que celui déduit de l'étude ISAAC et la densité est trois ordres de grandeur supérieure, ce qui est une discordance flagrante entre les deux études, en particulier du fait que le même modèle de PDR a été utilisé.

L'autre modèle de référence est celui de Störzer & Hollenbach (1999), faisant état d'une densité $n_H=4.0 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ et d'un champ FUV $\chi=2.4 \cdot 10^5$ dans la région. Par conséquent le champ de rayonne-

ment est du même ordre de grandeur dans les trois modèles, ce qui n'est pas très étonnant dans la mesure où il est déterminé par les propriétés du Trapèze (qui sont bien connues). Les différences en densité sont plus difficiles à expliquer, le modèle basé sur les observations ISAAC ayant une densité nettement plus faible que les autres. Il faut signaler que la comparaison entre diagnostics émanant de modèles différents de PDR est complexe, comme il a été établi lors de la réunion de Leiden en mai 2004. Plus précisément le modèle de Störzer & Hollenbach tient compte de la dynamique inhérente aux régions HII (advection), alors que le modèle de Le Bourlot et al. (Observatoire de Paris) suppose la stationnarité.

Le modèle de PDR utilisé dans Kristensen et al. (2003) indique paradoxalement la présence d'ondes de choc, en effet des densités supérieures à 10^8 cm^{-3} indiquent une compression préalable du milieu. Le rayonnement étant incident sur une région déjà traversée par une onde de choc. Les différences entre modèles traduisent peut-être simplement le fait que les zones étudiées sont différentes : les observations utilisées par L. Kristensen sont restreintes à quelques noeuds d'émission résolus et particulièrement brillants. Le fait que l'on obtienne des profils d'intensité détaillés fournit une contrainte forte en particulier sur les échelles caractéristiques des PDRs, de plus les intensités des raies obtenues donnent une seconde contrainte forte en faveur des modèles à haute densité.

4.6.4 Discussion

Mécanisme d'excitation du gaz moléculaire

Des résultats précédents on peut déduire de façon quasi-définitive que les chocs C (l'intensité du champ magnétique ne jouant pas) ne peuvent expliquer l'émission du gaz dans la nébuleuse, une explication est donnée à cette impossibilité dans les paragraphes suivants. Les modèles de chocs C avaient été pourtant déduits de l'étude basée sur l'imagerie en filtre étroit (Kristensen et al. 2003), mais seulement dans le cas des zones externes des noeuds d'émission. La meilleure résolution spatiale de ces observations peut expliquer les divergences, la différenciation des intensités se produisant à des échelles inférieures à 200 UA.

Morphologie du champ magnétique

Des études observationnelles du champ magnétique ont été réalisées en utilisant des transitions de CN, avec pour résultat la connaissance de la morphologie de la polarisation et du champ magnétique dans OMC-1 (Schleuning 98, Crutcher et al. 99). Le principal résultat concerne l'inflexion des lignes de champ dans la zone de la nébuleuse de Kleinmann-Low, ayant comme résultat une morphologie globale en "sablier". Cette description est cependant incomplète, aux échelles qui nous intéressent ici il n'y a pas de mesures d'intensité ou d'orientation des lignes de champ, de fait si on admet l'existence d'ondes de choc à très faible échelle il est impossible d'obtenir des estimations du champ magnétique associé.

Génération de chocs C

L'impossibilité de relier les observations des raies rovibrationnelles et tous les modèles de chocs C pose un problème, du fait des mesures de champ magnétique dans la nébuleuse. En effet des champs de l'ordre de $5 \mu\text{G}$ existent probablement dans des régions distribuées autour du pic 2. Or de tels champs magnétiques sont a priori suffisants pour provoquer le couplage entre l'onde de choc et la gaz pré-choc et donc la création d'un choc de type C (voir section 3), les résultats présentés précédemment sont donc intrigants de ce point de vue. De fait la résolution de cette apparente contradiction réside dans la prise en compte, non seulement de l'intensité du champ, mais aussi de son orientation. Pour cela il faut se souvenir de la morphologie du champ implémentée dans les modèles de choc utilisés dans cette étude, à savoir toujours perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde de choc. Compte tenu de la morphologie du champ magnétique dans la région (figure 4.2), il paraît raisonnable de considérer une quasi-colinéarité du champ et de la direction de l'onde de choc. De fait dans une morphologie colinéaire l'existence d'un choc C est impossible, les ondes magnétosonores sont en effet des ondes transversales,

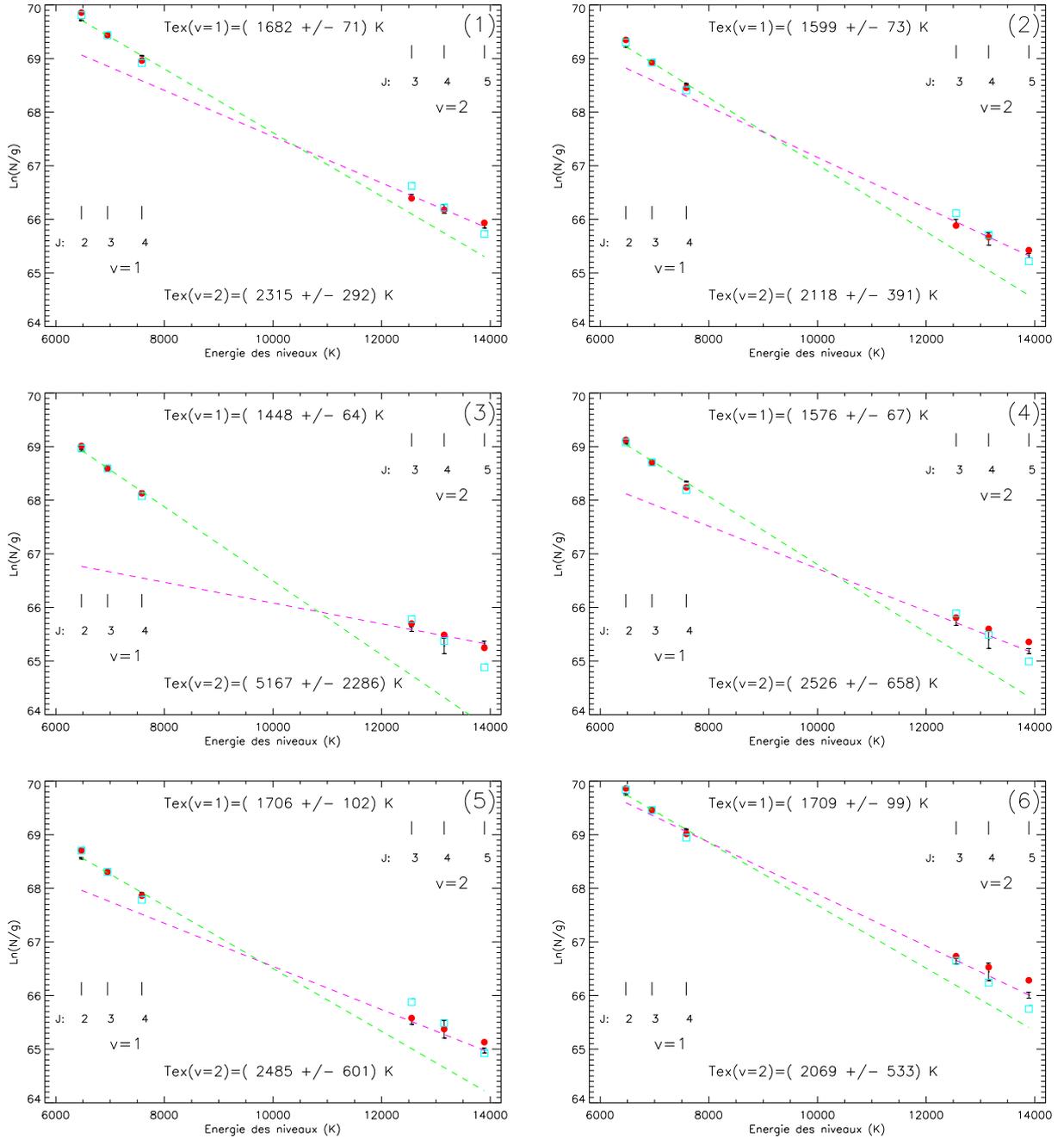


FIG. 4.18 – Diagrammes d’excitation observés (noir), meilleurs modèles de PDRs (bleu) et meilleurs modèles de chocs J (rouge) pour les mêmes zones que sur la figure 4.16. Sont également tracés les deux températures d’excitation, pour le niveau $v=1$ (vert) et $v=2$ (rose) et les valeurs de ces deux températures sont indiquées.

au contraire de l'onde d'Alfvén qui est longitudinale (par rapport à la direction du champ magnétique). Si champ et vitesse sont colinéaires les ondes magnéto-sonores ne peuvent donc pas perturber le milieu pré-choc se situant dans la même direction que celle de la vitesse. Il n'y a pas de précurseur magnétique donc pas de choc C possible.

D'un point de vue plus pragmatique, les modèles de chocs C utilisés dans cette étude ne permettent pas de choisir la direction du champ magnétique, et ne peuvent donc pas servir dans le cas d'une morphologie comme celle présente dans la nébuleuse. Pour trancher de façon définitive il faudrait disposer de mesures fiables non pas du module du champ mais de sa direction à des échelles de l'ordre de la taille des noeuds d'émission, à savoir quelques centaines d'unités astronomiques.

La direction des champs magnétiques est très souvent déterminée en étudiant la polarisation du rayonnement par la distribution des poussières. Cette méthode suppose un comportement paramagnétique des grains et une géométrie non sphérique, et fonctionne suivant le principe d'alignement de Davis-Greenstein : l'alignement du petit axe des grains (en toute rigueur l'axe de plus grand moment d'inertie) suit la direction du champ magnétique. Le problème est que dans la nébuleuse KL ce mécanisme classique ne s'applique pas a priori, les flux de matière à grande échelle ont pour effet d'aligner le grand axe des grains avec le champ magnétique. Même si ce mécanisme permet de corrélérer orientation des grains et du champ magnétique à grande échelle, il paraît douteux d'affirmer que ce comportement est conservé dans le cadre des clumps auto-gravitants.

L'explication de l'échec des chocs C à reproduire les observations se heurte à une autre difficulté d'ordre théorique. Si la vitesse du gaz ionisé est exactement colinéaire au champ magnétique il n'y a pas de problème (figure 4.19), mais en général il existe un angle θ entre les deux directions, par exemple dans le cas du lobe SE de la nébuleuse les meilleures estimations font état d'une valeur $\theta=10^\circ$.

Du fait de cet angle, la force magnétique proportionnelle à $\vec{v} \times \vec{B}$ exercée sur le fluide ionisé a tendance à le faire dériver jusqu'à ce que la force s'annule, c'est-à-dire jusqu'à ce que vitesse et champ magnétique soient orthogonaux (voir figure 4.21). A priori donc, une configuration magnétohydrodynamique telle que celle pressentie dans la nébuleuse a tendance à évoluer vers une configuration "classique" (figure 4.20) favorable à la création de chocs C.

Si cette évolution n'a pas eu lieu, ce qui semble être indiqué par les résultats observationnels, cela peut indiquer qu'il existe un mécanisme particulier contribuant à l'alignement. Ce mécanisme implique sans doute les grains, dont l'inertie élevée dans les chocs a des conséquences importantes sur la dynamique.

4.7 Un modèle global pour la nébuleuse de Kleinmann-Low

4.7.1 Rôle du champ magnétique

Le champ magnétique dans la nébuleuse est certainement suffisamment intense (au moins localement) pour dépasser la valeur critique définissant le passage de choc J en choc C (Mullan 71). L'argument suivant lequel le champ magnétique est colinéaire à la direction de propagation du choc, faisant disparaître la possibilité d'avoir un choc C, est séduisant. Cependant il se heurte à l'effet décrit en 4.6, à savoir "la régularisation" de la géométrie vers une configuration de nouveau propice à un choc C. Une modélisation additionnelle est a priori nécessaire, cet effet n'étant pris en compte dans aucun modèle de choc actuel.

Dans les noeuds d'émission la valeur du champ magnétique peut croître d'un facteur 2 ou 3 par rapport à la valeur dans le gaz plus diffus environnant, ceci en raison du gel du flux dans la matière (effet confirmé par la loi empirique de Troland & Heiles). Le point essentiel peut se résumer comme suit. Du fait du champ de vitesse complexe mis en évidence par les observations GriF, puis confirmé et élargi

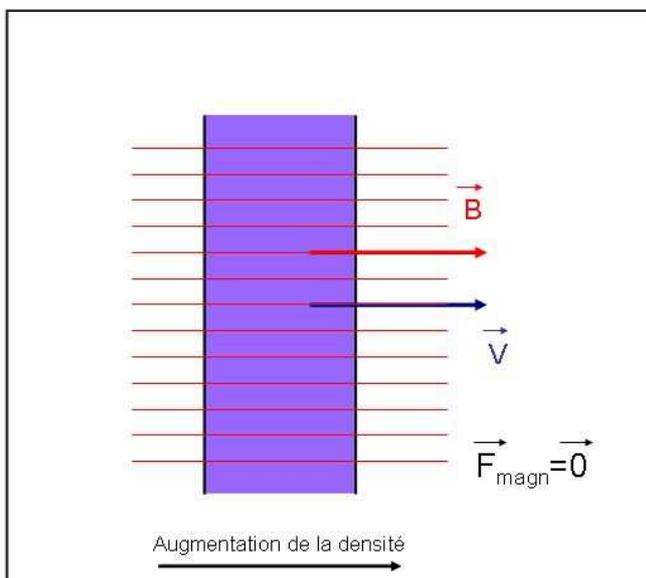


FIG. 4.19 – Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B étant colinéaire à la vitesse.

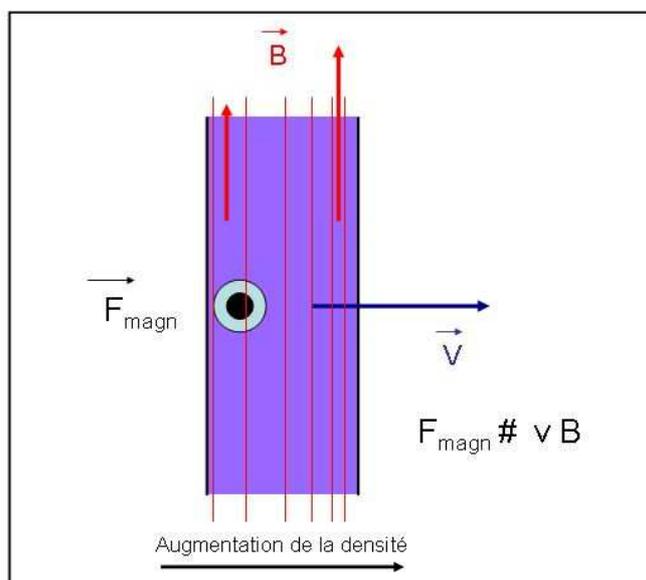


FIG. 4.20 – Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B étant perpendiculaire à la vitesse.

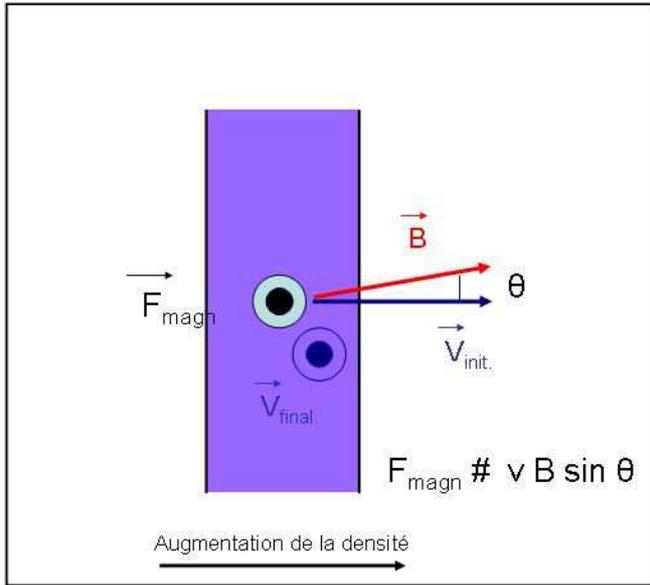


FIG. 4.21 – Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B faisant cette fois un angle θ avec la vitesse.

par les observations ISAAC, il paraît faux de penser que les différents flux de matière, dont la direction est en général isotropiquement distribuée dans l'espace (section 4.2), suivent la direction du champ si le champ suit effectivement la tendance macroscopique découverte par Crutcher et al. (1999).

Pour résoudre ce problème, il est nécessaire de supposer par exemple que l'orientation du champ magnétique n'est pas conservée à faible échelle.

4.7.2 L'excitation du gaz moléculaire

L'idée défendue dans Gustafsson et al. (2003) ainsi que dans ce travail est que l'émission globale de H_2 dans la nébuleuse est due à la PDR créée par le Trapèze, mais avec des contributions importantes par chocs uniquement dans les noeuds d'émission. Les observations ISAAC peuvent confirmer que la PDR en question peut être invoquée pour l'explication des rapports de raies, cependant une modélisation globale par chocs J peut également les expliquer. La contribution des chocs ne serait donc pas limitée aux noeuds d'émission, mais à l'ensemble de la nébuleuse. L'impossibilité de reproduire les rapports de raies avec des chocs C, quelle que soit la région considérée fait que la différenciation découverte avec les observations en imagerie n'est pas confirmée, même sur les fentes traversant les objets alors étudiés.

Le fait d'expliquer les rapports de raies de H_2 par un modèle de choc J unique (si on met de côté les incertitudes sur les paramètres, venant des incertitudes observationnelles, ainsi que les faibles variations des rapports dans la nébuleuse) ne signifie évidemment pas qu'en tout point de la nébuleuse un choc à faible échelle décrit par ces paramètres se propage, ceci car les observations GriF et ISAAC montrent clairement la fragmentation en intensité et en vitesse de la nébuleuse. Les très nombreux noeuds d'émission recensés par les observations ISAAC ne sont donc pas autant de chocs à faible échelle, eux-mêmes provenant d'autant d'objets protostellaires. L'estimation du SFR dans la nébuleuse (Vannier et al. 2001, Gustafsson et al. 2003), faisant état de seulement 1 étoile en formation dans la zone considérée.

Chapitre 5

Etat d'excitation de la région HII compacte N88A

5.1 La région N88A et son environnement

Les nuages de Magellan sont les galaxies les plus proches de la nôtre, et sont donc des objets d'étude privilégiés. La raison en est les différences de métallicité du fait de l'évolution stellaire et chimique dans ces galaxies irrégulières, différente de celle caractéristique de la Voie Lactée. Contrairement au cas de OMC-1 on ne peut atteindre des résolutions angulaires suffisantes pour résoudre des noeuds d'émission moléculaire. Mais on peut avoir une vue d'ensemble des nuages moléculaires qui entourent certains des objets d'intérêt. En particulier le SMC (Small Magellanic Cloud : Petit Nuage de Magellan, figure 5.1) comporte de nombreuses régions de formation d'étoiles qui peuvent permettre la détection en émission de la molécule H_2 (voir chapitre 3). Les processus physico-chimiques à l'oeuvre dépendent évidemment de l'abondance des divers éléments dans le milieu, donc de sa métallicité. De ce point de vue il est intéressant d'étudier l'émission rovibrationnelle de H_2 dans un environnement où la teneur en grains et en général les abondances élémentaires diffèrent de celles dans notre galaxie.

La présence de formation d'étoiles massives se traduit en général par la création d'une région HII. Dans le SMC il existe certaines de ces régions aux propriétés optiques particulières, nommées régions HII compactes. C'est leur faible extension dans le visible, conventionnellement inférieure à 2 pc en $H\beta$ (Testor et al. 2002), qui les caractérise principalement. Elles possèdent également une extinction supérieure à celle des régions HII simples. De plus elles sont ionisées en général par une étoile isolée plutôt que par des amas (ou alors par des amas très réduits). Cette dernière caractéristique rend ces régions HII compactes idéales pour étudier la formation stellaire isolée.

Parmi les régions HII compactes il existe un nombre réduit d'objets où l'excitation du gaz est plus importante que la moyenne, ils sont nommés HEBs (High Excitation Blobs, Heydari & Testor 82). Cet état d'excitation élevé rend ces objets extrêmement brillants dans le visible. Des modèles classiques (Churchwell 90) prédisent que la classe spécifique des HEBs représente la dernière étape évolutive pour les régions HII compactes, la forte excitation du gaz étant le signe évident de la formation d'une étoile massive dans la région. Seulement huit objets ayant ces caractéristiques sont connus dans les nuages de Magellan (Heydari et al. 2002), l'étude détaillée de *chacun* de ces objets est donc capitale afin de dresser un tableau général des propriétés des HEBs. C'est dans ce contexte que se situe ce travail. La région HEB étudiée ici se nomme N88A (Testor & Pakull 85), un des objets les plus intenses détectés dans les nuages de Magellan.

L'objet N88A, exemple typique de la classe d'objets définie plus haut, se situe dans le complexe N88

(voir figure 5.2) situé à une distance de 66 kpc (donc 1 seconde d'arc équivaut à 0.32 pc). Ce complexe est caractérisé par une extinction moyenne supérieure à celle en général mesurée dans le SMC (Kurt et al. 99), attribuée à des concentrations de poussière supérieures. Le complexe N88 (d'extension 2.8'x1.5') est illuminé par un fort rayonnement UV venant du cœur de N88A. Une émission quadrupolaire de H₂ a également été détectée dans le complexe, attribuée à la présence d'ondes de choc (Israel & Koorneef 91, Israel & Koorneef 88), même si des effets radiatifs peuvent également être invoqués.

N88 se divise en deux zones relativement distinctes, HW82 au sud-est et HW81 au nord-ouest (figure 5.2) qui nous intéressera ici. C'est dans HW81 (taille 50"x35") que l'on trouve les régions compactes N88B et N88A (cette dernière étant le centre de l'émission UV). HW81 est également la seule partie de N88 où l'on trouve du gaz ionisé. N88B, située à 5" de N88A, est souvent considérée comme un compagnon moins excité de cette dernière.

La source N88A proprement dite (voir figure 5.3) a une taille de 2.4" et son cœur est composé d'une région poussiéreuse à l'émission intense, plus précisément il s'agit d'une source émettant dans le proche IR avec une composante due à la poussière chaude, l'extinction au centre étant estimée à 3.5 magnitudes dans le visible. La possibilité que N88A soit composée d'une région HII compacte incluse dans une région PDR (Heydari et al. 99) est légitimée par l'observation de l'émission quadrupolaire de H₂ dans N88, ainsi que par la détection de CO indiquant de façon quasi-certaine la présence d'un nuage moléculaire (Israel et al. 2003), mais la morphologie de l'émission de H₂ au voisinage de N88A reste à explorer. C'est l'objectif des observations décrites dans la section suivante.



FIG. 5.1 – Le petit nuage de Magellan dans le visible (Crédit : Observatoire national de Namibie).

5.2 Observations ISAAC 2002

La région N88 a été observée par le spectro-imageur ISAAC (voir chapitre 4) pendant les nuits du 12, 13 et 14 juillet 2002. Ces observations se divisent en une partie spectroscopique, en mode LR et MR, et une partie imagerie en mode SWI (Short Wavelength Imaging) avec des temps d'intégration typiques compris entre 10 et 100 s. Ces observations ont pour but essentiel de caractériser l'émission quadrupolaire

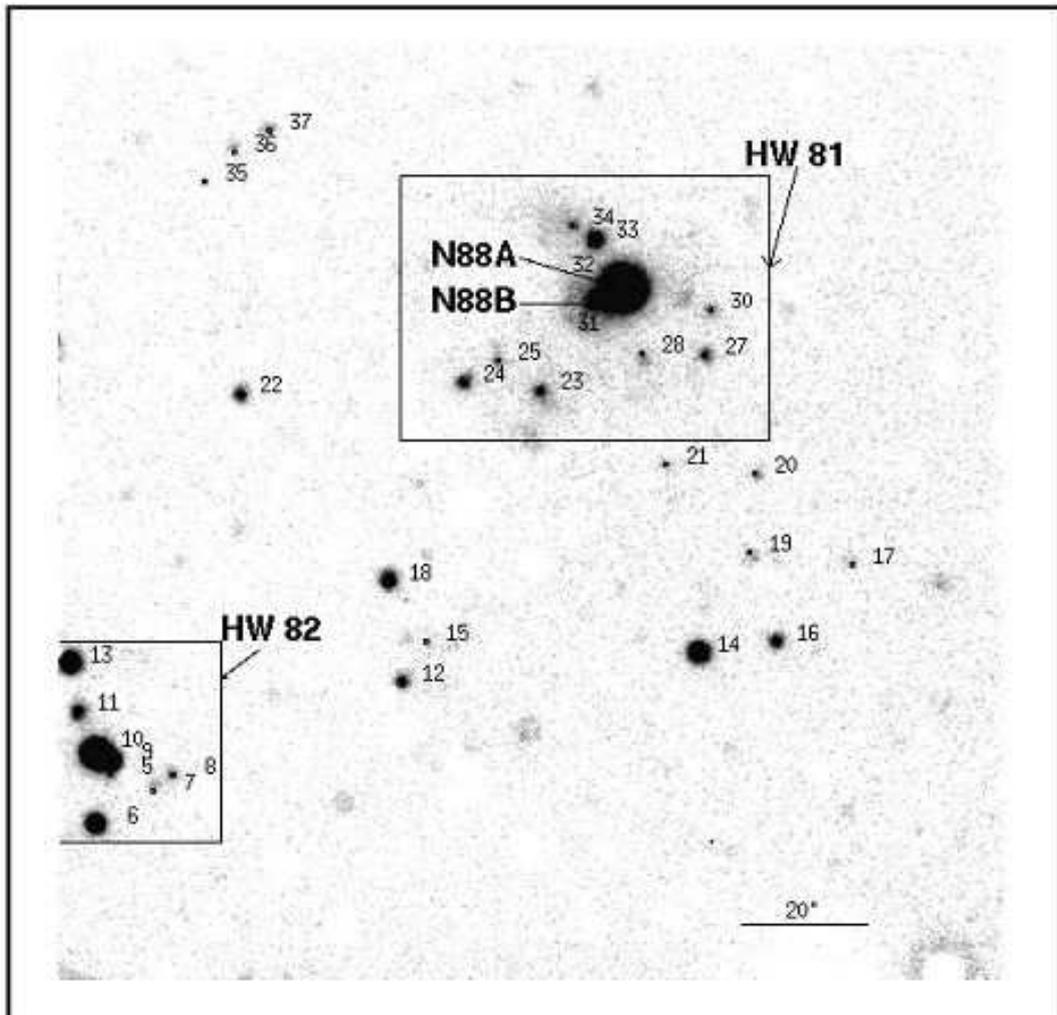


FIG. 5.2 – Image en bande Ks de la région N88. La nébulosité dans la partie nord est le complexe HW81, comprenant les régions N88A et N88B étudiées ici.

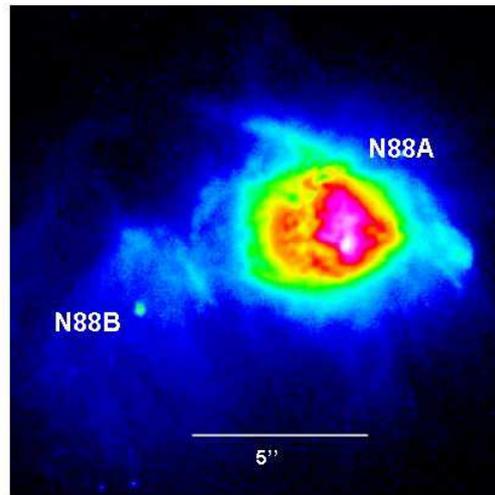


FIG. 5.3 – La région N88A vue en $H\alpha$ (Crédit : M. Heydari-Malayeri et ESA/NASA).

de H_2 . Trois images de l'ensemble de la région N88 ont ainsi été obtenues, la première en filtre large dans la bande Ks (2.025-2.29 μm) et les deux suivantes à l'aide de filtres étroits à 2.13 μm et à 2.19 μm . Le filtre centré à 2.13 μm a été choisi de façon à englober la raie 1-0 S(1) à 2.1212544 μm , raison pour laquelle l'image obtenue est considérée représenter l'émission pure de H_2 . Le filtre centré à 2.19 μm a lui été sélectionné du fait de l'absence de transitions de H_2 dans sa bande passante. L'image obtenue représente donc le continu IR en bande K, les observations avec ce filtre étant destinées à une soustraction ultérieure du fond de ciel. Les réductions de ces données SWI ont été réalisées principalement avec le logiciel ECLIPSE fourni par l'ESO. Ces images n'ont pas une résolution spatiale très élevée, environ 1.8" FWHM.

En spectroscopie le mode utilisé est SWS (Short Wavelength Spectroscopy) en mode basse (LR) et moyenne (MR) résolution. La fente a une longueur totale de 120" pour une largeur de 0.6". Ces observations spectroscopiques se sont concentrées sur les régions N88A et N88B. Des spectres ont été obtenus en bande Z (0.98-1.1 μm), J (1.1-1.4 μm), H (1.4-1.82 μm) et K (1.82-2.56 μm). La résolution spectrale étant comprise entre les valeurs $R=250$ et $R=350$. En mode moyenne résolution (MR) seuls des spectres incomplets en bande H et K avec une résolution $R=650$ ont pu être obtenus. On s'intéresse ici aux raies de H_2 , c'est donc principalement les observations en bande K qui seront utilisées dans la suite.

Ces observations ont été effectuées avec deux positions de fente dans l'environnement de N88A : une a été utilisée en mode LR et la seconde en mode MR. La position de la fente LR a été choisie de façon à traverser le cœur de la région N88A ainsi qu'une partie de la région faiblement émettrice de H_2 à l'est, région détectée en imagerie. La position de la fente MR a été choisie de façon à traverser à la fois N88A et N88B, le compagnon faible de N88A situé à environ 5" au sud-est. Précisément, l'angle de position pour la fente LR vaut 99° , pour la fente MR cet angle est de 121° ; les deux positions de fente traversent toutes deux le cœur de N88A (voir figure 5.4). Les observations en mode spectroscopique ont bénéficié des meilleures conditions atmosphériques dans la série d'observations associée, nominalement la résolution en bande K est de 0.8" FWHM (soit 0.26 pc).

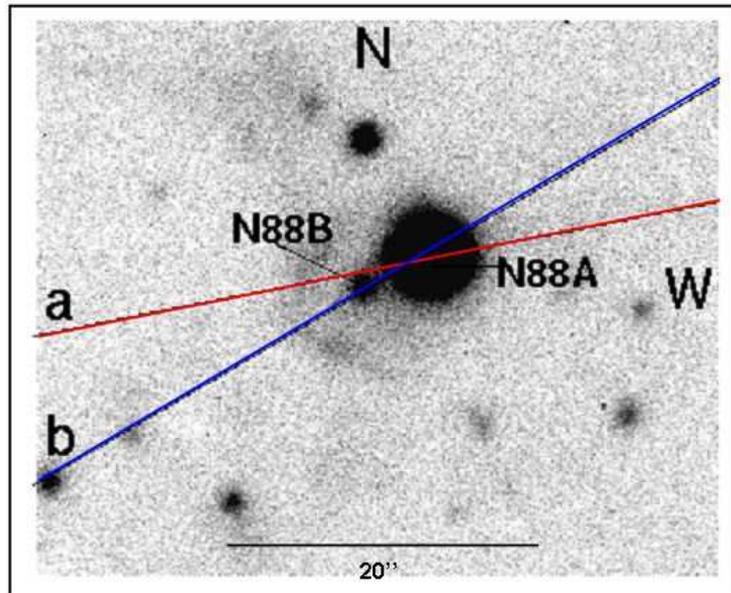


FIG. 5.4 – Carte prise à $2.13 \mu\text{m}$ centrée sur N88A et N88B dans le complexe HW81. Les fentes utilisées dans les observations spectroscopiques sont notées a en rouge (traversant N88A) et b en bleu (traversant N88A et N88B).

5.3 Résultats généraux

On s'intéresse principalement ici aux résultats mettant en jeu l'hydrogène moléculaire. Des résultats provenant d'études dans le visible permettant de contraindre l'extinction et les abondances peuvent être trouvés dans Testor et al. (2003).

Les observations en imagerie mettent en évidence la présence d'émission quadrupolaire de H_2 dans la raie 1-0 S(1), majoritairement dans une nébulosité située à l'est de N88A (figure 5.4). Cette émission H_2 s'étend jusqu'à des distances de 3-6'' du cœur central de N88A. Sa structure n'est pas homogène mais de nature filamentaire, au moins trois de ces filaments ayant été détectés par ISAAC, l'un d'entre eux s'étend dans la direction ouest, donc à l'opposé de la zone d'émission la plus intense. Le second a une orientation nord-sud et se situe 4'' à l'est du cœur de N88A, le dernier a une orientation NW-SE et se situe 3'' au sud de N88A. Il est également possible de détecter une émission plus faible jusqu'à 24'' du cœur. L'extension de ces régions émettrices de H_2 est d'environ 1.3 pc, cette valeur est cohérente avec celle supposée dans les régions de formation d'étoiles massives (Hodapp & Davis 2002). Il est possible de tracer l'émission de H_2 jusqu'à son terme, à savoir 6 pc (19'') vers le nord de N88A et jusqu'à 9 pc (28'') vers le sud.

On s'intéresse maintenant aux observations longue fente ISAAC. On a représenté dans la figure 5.5 la variation des intensités des raies 1-0 S(1) de H_2 (rouge), $\text{Br}\gamma$ de HI (vert) et He1-0 (bleu) le long de la fente a. Le pic central à l'intensité élevée dans toutes les raies est le cœur de N88A, à savoir la source UV dominant le rayonnement de N88; on a une émission intense dans le continu IR ainsi qu'une forte émissivité des raies atomiques et moléculaires.

Les observations mettent également en évidence une émission faible de H_2 vers l'ouest (jusqu'à une distance de 8 pc ou 25''), confirmant ainsi les résultats obtenus en imagerie. La région ouest de N88A est

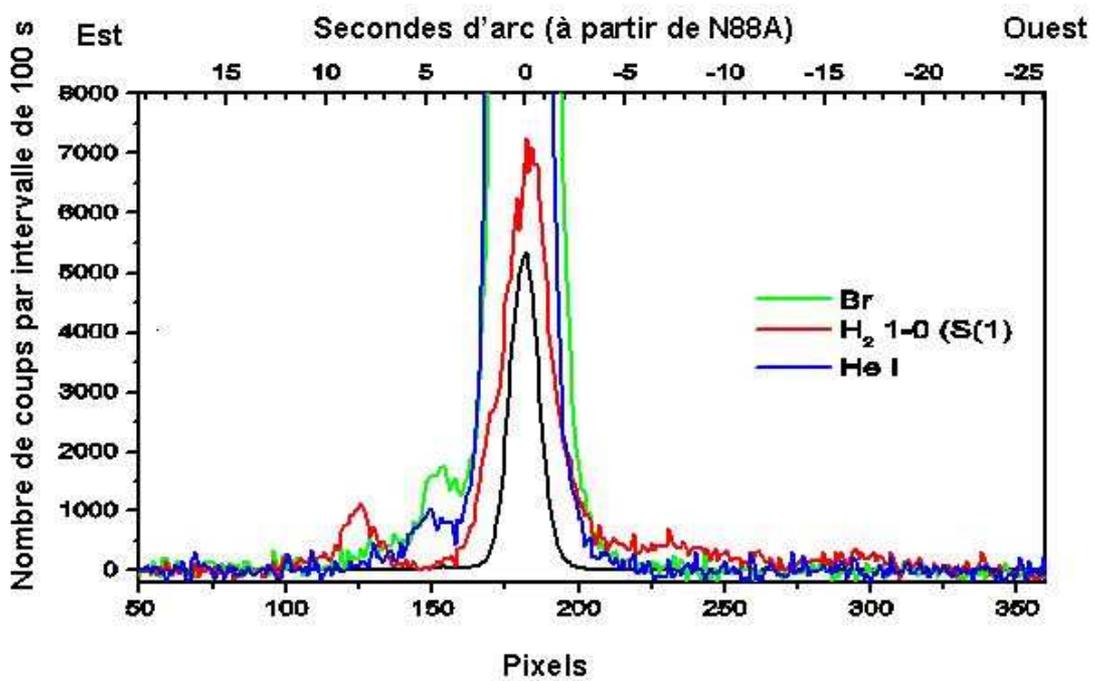


FIG. 5.5 – Variation de l'intensité des raies He1-0 (bleu), Br γ (vert) et H₂ 1-0 S(1) (rouge) le long de la fente rouge (a) indiquée sur la figure 5.4.

comparativement moins riche que la région est que l'on va décrire ci-dessous : après le cœur de N88A on entre directement dans une région sans émission de raies atomiques mais avec une émission de H_2 , d'abord relativement intense puis décroissant à mesure que l'on s'éloigne du cœur.

C'est essentiellement vers la région est que va se porter notre attention, la morphologie des diverses intensités de raies y étant beaucoup plus riche que pour la région ouest :

- En se dirigeant vers l'est à partir de N88A on observe d'abord une zone d'émission atomique (pixels 140-160) tracée par les raies de He et HI (en vert et bleu). Il n'y a pas d'émission moléculaire dans cette région, ce qui laisse penser qu'il s'agit de la région HII proprement dite et que les raies détectées sont les raies de recombinaison du gaz.
- Ensuite vient une région (pixels 120-140) où l'on détecte cette fois massivement la transition 1-0 S(1) de H_2 ainsi que de faibles contributions atomiques, il semble logique d'attribuer cette émission moléculaire à une région PDR (voir chapitre 3) bordant la région HII compacte.
- Une région moins facilement décelable (pixels 100-120) est caractérisée par une émission faible de H_2 , sans contrepartie atomique (ou alors très faible). Il s'agit sans doute de la dernière interface classique dans une région PDR, le gaz est exclusivement moléculaire mais l'extinction n'est pas assez importante pour empêcher l'excitation de H_2 et donc l'émission IR associée.

Toutes ces propriétés semblent montrer avec certitude que l'environnement situé à l'est de N88A est en fait composé d'une région HII compacte *ainsi* que d'une région PDR, toutes deux vues par la tranche (edge-on) ce qui permet de déceler l'évolution des différentes émissivités du gaz. Pour qu'une région PDR se forme il est nécessaire qu'un nuage moléculaire soit présent dans la région, dans cette géométrie le meilleur candidat est celui détecté en CO par Israel et al. (2003). Dans la figure 5.6 on a représenté les contours de CO dans les transitions J=1-0 (à gauche) et J=2-1 (à droite), superposés sur l'image de la région HW81 en bande Ks. Le fait que le pic d'émission de J=2-1 se situe plus près de N88A que le pic correspondant à J=1-0 est une indication supplémentaire en faveur de l'hypothèse PDR, la région à l'excitation plus élevée se situant à des extinctions plus faibles dans la PDR ayant N88A comme source excitatrice.

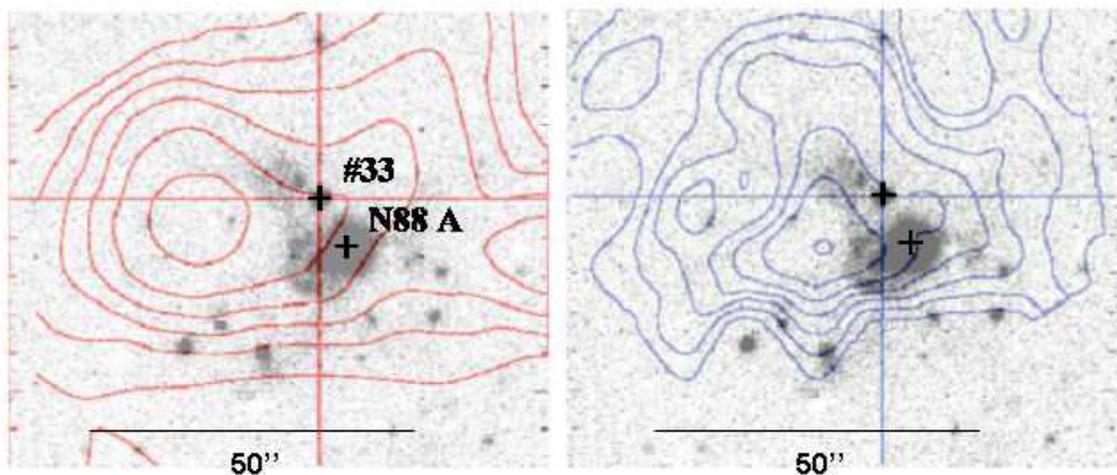


FIG. 5.6 – Contours en CO dans la région HW81 (d'après Israel et al. 2003) superposés sur l'image ISAAC observée en bande Ks. A gauche les contours associés à la transition J=1-0, à droite les contours associés à la transition J=2-1.

Les observations en moyenne résolution (figure 5.7) confirment les résultats morphologiques obtenus en basse résolution. Une information supplémentaire est cependant apportée par la présence de la région N88B dans la fente (pixel 185), tracée par l'émission atomique (elle ne fait a priori pas partie de la région PDR). Il est difficile de détecter de l'émission atomique dans la zone située entre N88A et N88B.

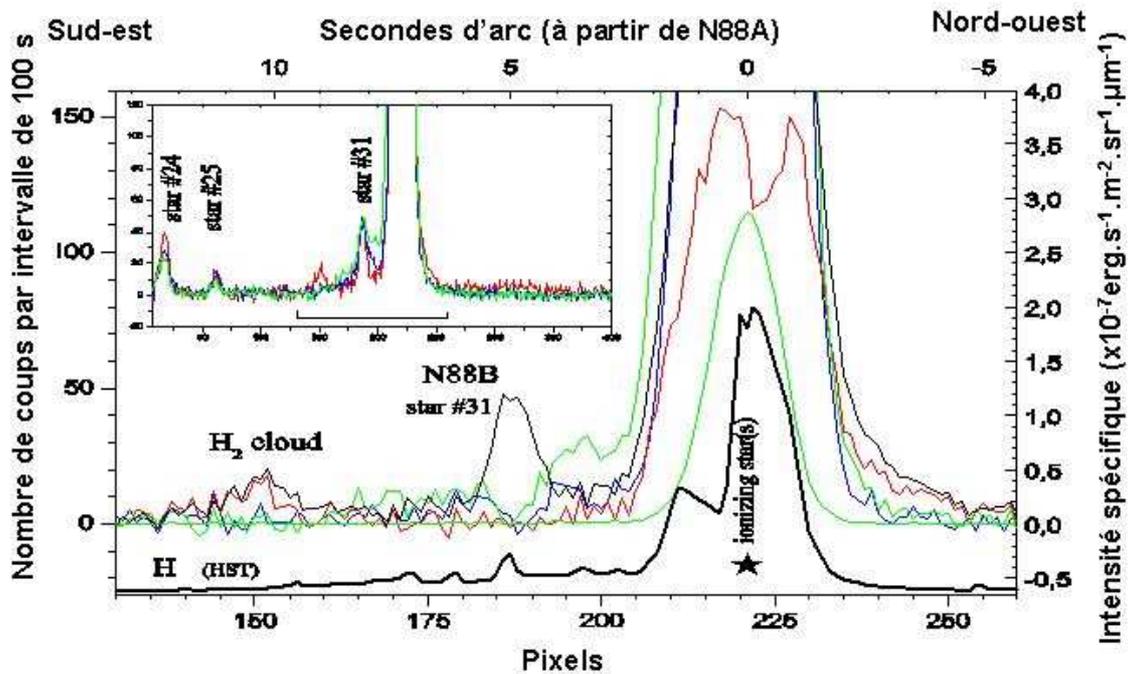


FIG. 5.7 – Variation de l'intensité des mêmes raies que sur la figure 5.5 (avec le même code de couleurs) le long de la fente b (bleue).

La meilleure résolution spectrale de l'observation faite en mode MR en bande K (spectre du bas dans la figure 5.8) permet de mettre en évidence une structure en double pic de H₂ dans le cœur de N88A. Les deux pics d'émission de 1-0 S(1) sont séparés physiquement de 0.4 pc (1.5"). Cette structure ne se retrouve pas dans l'émission atomique, comme en atteste la présence d'un seul pic d'émission de la raie Br γ . Cette structure moléculaire peut être expliquée par la présence d'une bande de poussière dans le centre de N88A, une telle morphologie a effectivement été détectée dans cet objet (Heydari & Testor 99, Kurt et al. 99). Le rayonnement provenant de l'hydrogène moléculaire étant alors fortement atténué par cette bande de poussière. Des données HST (en noir sur la figure 5.7) indiquent que la séparation entre les deux pics d'hydrogène moléculaire correspond à un pic d'émission de la raie H α . Cette séparation correspond également à un pic d'émission de la raie Br γ , confirmant le diagnostic effectué ci-dessus.

Un problème dont il doit être fait mention ici est le manque relatif de précision sur la position des fentes spectroscopiques. Celle-ci a été estimée à 0.5", donc la différence entre les pics de H₂ ne peut être confirmée dans l'absolu, des observations à plus haute résolution spatiale (utilisant VLT-NACO par exemple) devraient permettre de trancher.

La bande K n'a pas été la seule à avoir été explorée en spectroscopie, mais les spectres pris dans les bandes Z et J ne comprennent pas de raies de H₂, tandis que les spectres en bande H peuvent uniquement

permettre la détection des transitions 1-0 S(6) et 1-0 S(7). Ces deux transitions n'ont pu être détectées dans la région de N88A, ce qui a des conséquences sur la modélisation réalisée en section 5.5. En ce qui concerne les transitions atomiques on pourra se reporter à Testor et al. (2003) pour plus d'informations. Deux exemples de spectres obtenus vers N88A sont représentés sur la figure. 5.8.

5.4 Déterminations de l'extinction

Les estimations de l'extinction dans la région de N88A obtenues à partir des transitions H α et H β de l'hydrogène (Testor et al. 2003) font état de valeurs $A_V=1.14$ mag dans N88A et $A_V=0.54$ mag dans N88B. Les images ISAAC dans l'IR proche permettent de déterminer les extinctions dans les deux régions, du fait de la connaissance du type spectral des étoiles ionisantes. Une valeur de $A_V=3.44$ mag pour N88A, par conséquent beaucoup plus élevée que celle venant des observations dans le visible, a été déduite de ces observations en bande K.

La présence des raies d'hydrogène moléculaire dans l'environnement de N88A (voir section précédente) permet de réaliser une estimation de l'extinction dans la nébuleuse, selon la méthode exposée au chapitre 2. Nominale, le rapport théorique (au sens où il ne dépend pas des populations des niveaux d'énergie de la molécule) des intensités des raies 1-0 Q(3) et 1-0 S(1) vaut 0.701 (voir chapitre 2). Le rapport de ces deux raies observées vers la nébulosité la plus intense (celle orientée nord-sud à l'est de N88A) à 2.13 μm est lui de 0.55. En oubliant pour l'instant les problèmes d'absorption atmosphérique, on remarque tout d'abord que le rapport observé est inférieur au rapport théorique, ce qui est relativement normal. En effet les raies de la branche Q de H $_2$ (longueurs d'onde supérieures à 2.4 μm) sont plus rougies que celles de la branche S entre 2 et 2.3 μm .

Utilisant le fait que la différence entre les deux rapports ne peut être due qu'à l'extinction différentielle entre les longueurs d'onde associées, il est possible d'estimer cette extinction. La relation entre le rapport théorique, noté T, et le rapport observé, noté O, est :

$$\left(\frac{I_{1-0Q(3)}}{I_{1-0S(1)}}\right)_T = \left(\frac{I_{1-0Q(3)}}{I_{1-0S(1)}}\right)_O 10^{-0.4(A_{1-0S(1)} - A_{1-0Q(3)})} \quad (5.1)$$

où les extinctions sont notées A_λ en magnitudes. Cette relation permet par inversion de calculer la différence des extinctions entre les longueurs d'onde des transitions. La raie 1-0 S(1) se situant à 2.1212544 μm et la raie 1-0 S(3) à 2.4230678 μm on calcule :

$$A_{2.1212544} - A_{2.4230678} = -0.26 \quad (5.2)$$

La valeur de cette différence est relativement habituelle en bande K, comme le montre la comparaison de cette valeur avec celle déduite de la loi d'extinction vers Orion calculée par Bertoldi et al. 99 (chapitre 2). Celle-ci prévoit une extinction différentielle de 0.2, légèrement inférieure mais néanmoins comparable à celle calculée ici. En prenant la loi de Bertoldi comme référence on peut estimer l'absorption en bande K dans notre étude, à 2.12 μm on trouve une extinction de 1.2 à 10 % près environ. Cette valeur de $A_{2.12}$, combinée aux estimations de A_V obtenues à l'aide des raies d'hydrogène atomique ainsi que grâce aux études photométriques fournit une représentation cohérente de l'extinction dans N88A.

Le fait que l'on obtienne une valeur plausible de l'extinction pose la question de la perturbation de la raie 1-0 Q(3) par les raies atmosphériques, au chapitre 2 on a en effet vu que cette raie n'était pas la meilleure pour effectuer des diagnostics. Cependant l'étude qualitative ne tient pas compte des décalages éventuels en vitesse, venant des divers mouvements terrestres, galactiques, etc... Il est donc possible que, suivant les caractéristiques de l'objet, cette raie fournisse des diagnostics fiables.

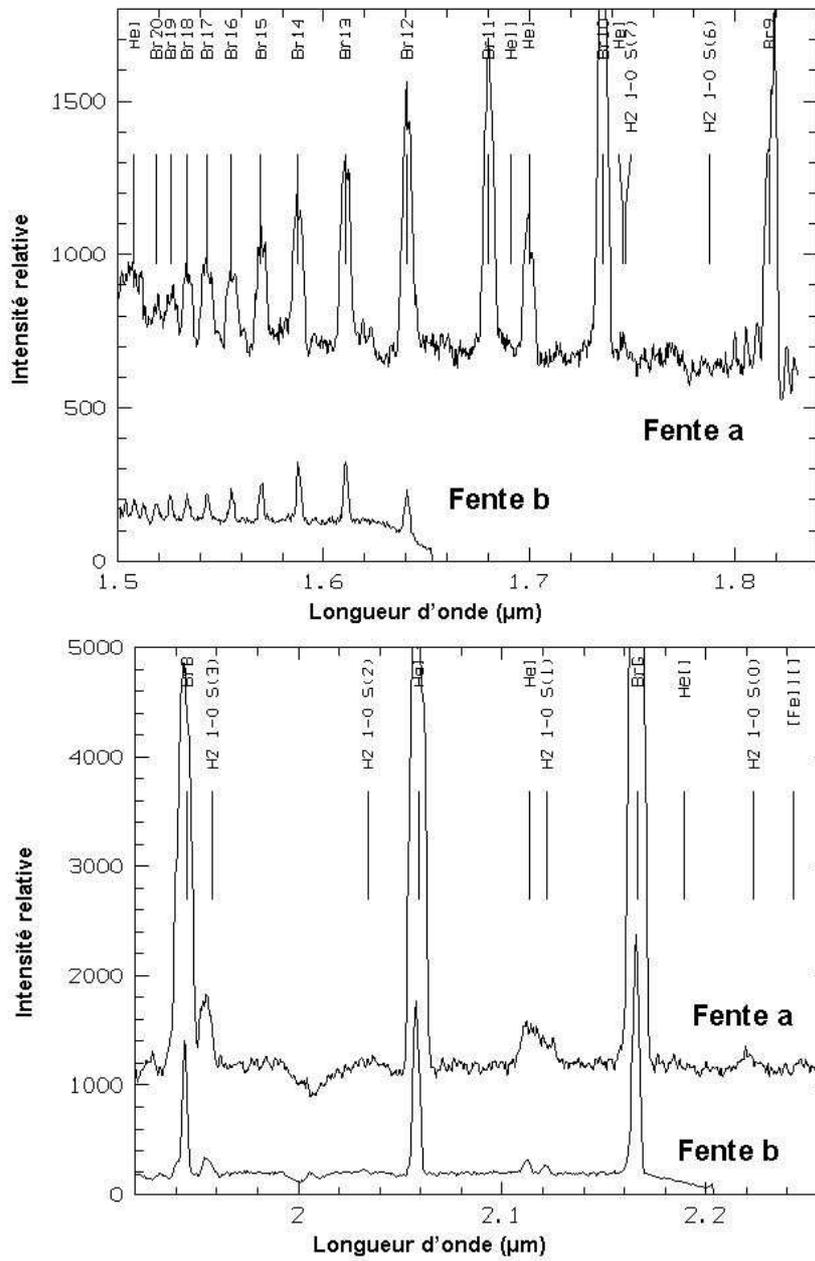


FIG. 5.8 – Spectres en bande H pris dans N88A à l'aide des fentes a et b (partie supérieure) et spectres dans la même région pris entre 1.9 et 2.2 μm .

5.5 Excitation du gaz moléculaire

On étudie maintenant directement les rapports des raies rovibrationnelles de H_2 , à l'aide des modèles décrits dans le chapitre 3. L'endroit idéal pour effectuer cette étude est le filament le plus intense se situant à l'est de N88A, car c'est à cet endroit que l'interface PDR doit se situer. Le spectre concerné est représenté en rouge sur la figure 5.9, où on a également représenté deux autres spectres de la branche S de H_2 . En particulier dans une région atomique (en bleu) et dans le cœur de N88A (en noir) où les raies atomiques et moléculaires sont particulièrement intenses.

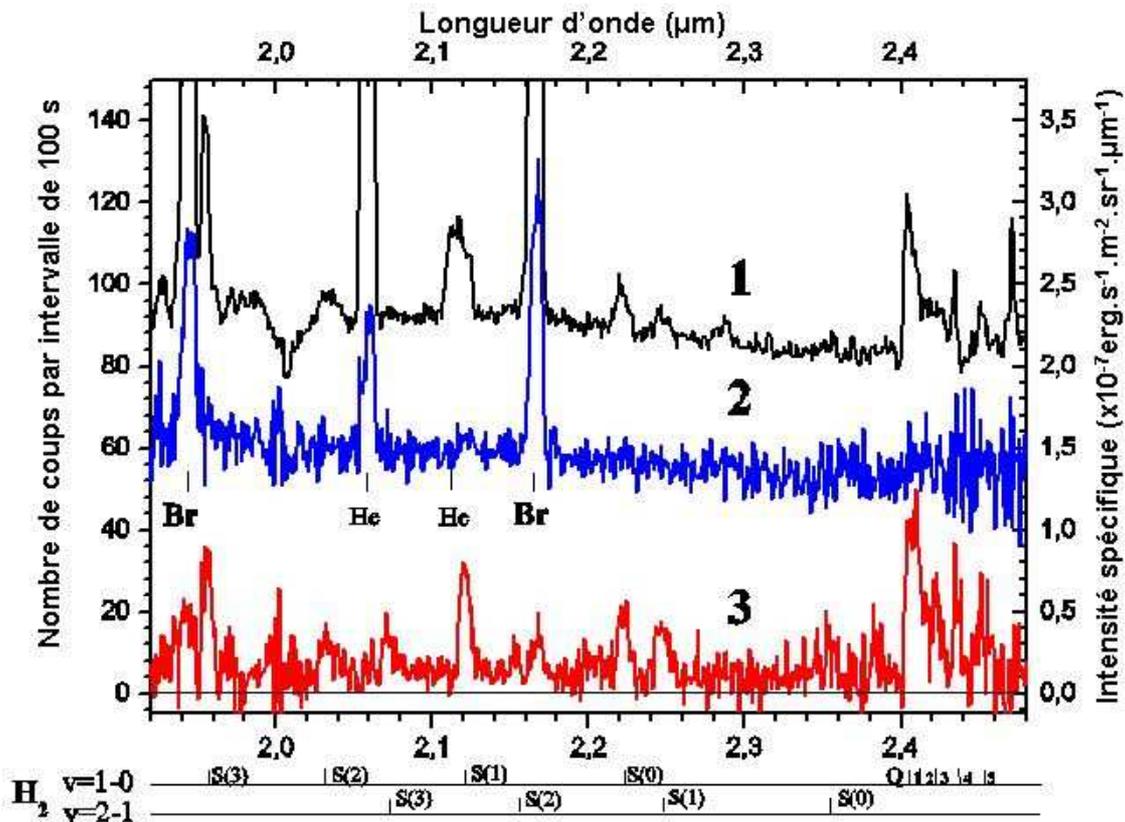


FIG. 5.9 – Spectres en bande K pris dans le complexe HW81 dans trois régions différentes. La région 1 (noir) correspond au centre de N88A, la région 2 (bleu) correspond à une position 4'' au nord de N88B et la région 3 (rouge) se situe dans la région d'émission de H_2 8'' à l'est de N88A.

Les rapports de raies mesurés vers la région nommée Est dans la suite peuvent être utilisés pour déterminer la nature de l'excitation du gaz, suivant les mêmes méthodes utilisées dans le chapitre 4. La table 5.1 indique les valeurs mesurées des rapports relativement à la raie 1-0 S(1), seules les raies considérées non absorbées par l'atmosphère sont traitées.

Traisons d'abord le cas des chocs J, pour ce faire on utilise les courbes et les valeurs numériques établies au chapitre 3. La comparaison des rapports théoriques et observationnels est ici réalisée au cas par cas.

- Le rapport impliquant 1-0 S(0) mesuré est beaucoup trop haut pour être reproduit par un modèle de choc J, la valeur maximale prévue étant (chapitre 3) toujours inférieure à 0.5, même pour les

Raie de H ₂	Rapport relatif à 1-0 S(1)
1-0 S(3)	1.06
1-0 S(2)	0.35
1-0 S(0)	0.59
2-1 S(3)	0.27
2-1 S(2)	0.22
2-1 S(1)	0.36
1-0 Q(4)	0.71

TAB. 5.1 – Rapport des raies de H₂ détectées dans le filament brillant situé 8'' à l'est du cœur de N88A.

très hautes densités

- Le rapport impliquant 2-1 S(2) est également trop élevé, des valeurs maximales théoriques de 0.18 ayant été calculées. De plus ces valeurs sont atteintes pour des basses densités, au contraire du rapport 1-0 S(0)/1-0 S(1)
- Il est possible de reproduire les rapports 2-1 S(1) et 2-1 S(3), mais avec des paramètres contradictoires. Le premier est uniquement atteint pour de très basses densités ($n_H=10^3 \text{ cm}^{-3}$) alors que le second ne peut être obtenu que pour des densités d'au moins 10^5 cm^{-3}
- Enfin, le rapport 1-0 S(2)/ 1-0 S(1) peut être reproduit par une gamme de modèles relativement importante. Pratiquement toutes les densités traitées dans ces modèles permettant de reproduire ce rapport avec une vitesse bien choisie

Il apparaît donc grâce à cette étude que les intensités des raies ne peuvent pas être toutes expliquées par les modèles de chocs J, et ce quels que soient les paramètres les caractérisant.

En ce qui concerne les chocs C, avec un facteur d'échelle magnétique $b=1$

- Le rapport 1-0 S(0) de 0.59 est ici encore trop haut pour pouvoir être expliqué par ces modèles. Même pour les très hautes densités le rapport maximal pouvant être atteint est seulement aux alentours de 0.4
- En ce qui concerne 2-1 S(1), 2-1 S(2) et 2-1 S(3), ces trois rapports peuvent être reproduits par des modèles comportant des vitesses de choc entre 15 et 20 km.s^{-1} et des densités aux alentours de 5.10^5 cm^{-3}
- Le rapport utilisant la raie 1-0 S(2) est cette fois légèrement trop bas par rapport aux valeurs théoriques, ne descendant jamais au-dessous de 0.4

Par conséquent, même s'il apparaît que les chocs C ($b=1$) permettent de reproduire un certain nombre de rapports (contrairement aux chocs J), le fait que le rapport 1-0 S(0)/1-0 S(1) ne puisse être reproduit indique que les modèles associés doivent être a priori mis de côté.

On peut également s'intéresser à des chocs C à champ magnétique très élevé ($b=10$).

- Il est possible d'obtenir avec ces modèles des valeurs proches de 0.5 du rapport 1-0 S(0)/1-0 S(1), néanmoins toujours trop faibles par rapport à la valeur observée
- Les rapports impliquant 1-0 S(2) et 2-1 S(2) peuvent être reproduits pour des densités très élevées, de l'ordre de 5.10^6 cm^{-3} . Les vitesses doivent alors être faibles (environ 10 km.s^{-1})
- Pour des vitesses comprises entre 35 et 50 km.s^{-1} et pour une gamme de densités englobant la totalité des modèles utilisés, il est possible de reproduire les rapports 2-1 S(1) et 2-1 S(3) relatifs à 1-0 S(1)

De fait, les modèles de chocs C fortement magnétisés ne permettent pas de reproduire les rapports observés. Aucune étude du champ magnétique dans la région N88 n'est cependant disponible, ce qui ne

permet pas de confirmer totalement ce résultat.

Enfin, on présente le résultat de la comparaison avec les modèles de PDRs dont on dispose :

- Le rapport 1-0 S(0)/1-0 S(1) observé de 0.59 peut cette fois être reproduit, mais seulement aux très fortes densités (voisines de 5.10^6 cm^{-3}) ainsi qu'avec des champs de rayonnement compris entre 10^3 et 2.10^3 en unités de Draine.
- Le rapport mesuré avec 1-0 S(2) peut être reproduit par des paramètres se situant dans la même zone, cependant un champ de rayonnement proche de 2.10^3 donne la meilleure corrélation
- Les raies 2-1 S(2) et 2-1 S(3) peuvent être reproduites par les mêmes densités, des champs de rayonnement compris entre 10^3 et 3.10^3 devant être invoqués pour expliquer les deux rapports simultanément
- Enfin, pour expliquer le rapport impliquant 2-1 S(1) il est nécessaire d'avoir des champs de rayonnement plus élevés (aux alentours de 10^4) et des densités légèrement plus faibles, quoique conciliables avec celles déduites des autres rapports

En conclusion, il semble qu'une modélisation PDR soit beaucoup plus à même de rendre compte des intensités rovibrationnelles de H_2 dans l'environnement de N88A, confirmant ainsi les résultats qualitatifs obtenus dans la section 5.3. Les densités de gaz moléculaire déduites se situent entre 10^6 et 5.10^6 cm^{-3} , caractéristiques de PDRs denses. Le champ de rayonnement doit être compris entre 2.10^3 et 10^4 en unités de Draine. Ce modèle de PDR dense et illuminé par un rayonnement relativement diffus est donc celui privilégié pour la région N88A. Cette conclusion est corroborée par la présence d'un nuage de CO observé à deux longueurs d'onde, au-delà de la zone H_2 par rapport au centre excitateur N88A.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Dans cette thèse on a mis en évidence certains traits caractéristiques du gaz moléculaire dans des environnements perturbés. Le lien avec les modèles théoriques qui ont été largement explicités ici est fondamental, car il est malheureusement pratiquement impossible d'obtenir des informations simplement à partir des intensités des raies rovibrationnelles. L'utilisation de modèles suppose une excellente connaissance des processus impliqués, un point intéressant qui s'est dégagé de cette étude est l'importance des processus microscopiques. En effet les modèles utilisés ici sont géométriquement simples, obéissant à une configuration parallèle. Cependant le fait d'inclure le plus d'éléments de physique microscopique (que ce soient les modèles de grains, l'ajout de nouvelles espèces et donc l'enrichissement de la chimie, l'inclusion de valeurs toujours plus précises des sections efficaces, etc...) a amené ces modèles très près de la reproduction effective des conditions régnant dans le milieu interstellaire.

Le difficile travail de comparaison entre observations et modèles a été facilité par la définition précise des quantités mesurables. De ce point de vue les résultats théoriques obtenus ont permis de remettre au goût du jour des valeurs pour la plupart canoniques. La combinaison de ces résultats avec l'étude réalisée sur l'absorption tellurique des raies de H_2 en bande K permet sans aucun doute d'affiner les diagnostics pouvant être obtenus. Même si les raies étudiées ici sont en général observées de façon privilégiée par les télescopes terrestres, les raies purement rotationnelles pouvant être observées par Spitzer ou Astro-F constituent un complément de choix de l'étude faite ici (car traçant un milieu plus froid).

De futurs développements instrumentaux permettront de généraliser cette étude, par exemple la mise en service de l'interféromètre SINFONI au VLT (couplé au système NACO d'optique adaptative) permettra de combiner une très haute résolution spatiale et une bonne résolution spectrale. De même, toujours au VLT, le spectro-imageur VISIR permettra... L'utilisation du système NACO a déjà permis d'obtenir des données spectroscopiques à haute résolution spatiale dans la nébuleuse, qui plus est en partie dans le lobe NW, précisément la zone non couverte par notre étude multi-raies. L'exploitation de ces données est en cours à l'Observatoire de Paris.

Il peut être intéressant de réaliser une étude longue fente pour la branche S avec une résolution spectrale meilleure qu'en mode LR dans ISAAC. Du fait de la faible absorption atmosphérique pour les raies correspondants, une meilleure résolution spectrale permettrait d'étudier les rapports des raies pour chacune des composantes en vitesse. Avec en perspective la possibilité de mettre en évidence des différences dans le processus d'excitation de chacune.

Une application des résultats du chapitre 3 pourrait être de mieux contraindre le processus de formation de H_2 sur les grains. On a en effet vu que dans le cas de chocs J dissociatifs les rapports de raies dépendaient du processus de formation de la molécule. Même si les différences sont faibles l'observation d'un nombre élevé de transitions peut permettre d'avancer dans ce domaine. Il faut toutefois réaliser que

les prédictions correspondantes faites par les modèles de chocs sont extrêmement dépendantes des types de grains implémentés.

Bibliographie

- [1] Abgrall, H., Roueff, E., Viala, Y. : “Vibration-rotation transition probabilities for the ground electronic $\chi^1/\text{-}\sigma^+$ state of HD” 1982, A&AS 50, 505
- [2] Abgrall, H., Roueff, E., Liu, X., Shemansky, D.E. : “The Emission Continuum of Electron-excited Molecular Hydrogen” 1997, ApJ 481, 557
- [3] Aikawa, Y., Ohashi, N., Inutsuka, S., Herbst, E., Takakuwa, S. : “Molecular Evolution in Collapsing Prestellar Cores” 2001, ApJ 552, 639
- [4] Allen, D.A., Burton, M.G. : “Explosive ejection of matter associated with star formation in the Orion nebula” 1993, Nature 363, 54
- [5] Allers, K.N., Jaffe, D.T., Lacy, J.H., Richter, M.J. : “R=100 000 spectroscopy of photodissociation regions : H₂ rotational lines in the Orion bar” 2004, en prep.
- [6] Axford, W.I., Leer, E., McKenzie, J.F. : “The structure of cosmic ray shocks” 1982, A&A 111, 317
- [7] Bacmann, A., Lefloch, B., Ceccarelli, C., Steinacker, J., Castets, A., Loinard, L. : “CO Depletion and Deuterium Fractionation in Prestellar Cores” 2003, ApJ 585, 55
- [8] Bakes, E.L.O., Tielens, A.G.G.M. : “The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons” 1994, ApJ 427, 822
- [9] Bally, J., O’Dell, C.R., McCaughrean, M.J. : “Disks, Microjets, Windblown Bubbles, and Outflows in the Orion Nebula” 2000, AJ 119, 2919
- [10] Baouche, S. : “Formation d’hydrogène moléculaire sur des surfaces d’intérêt astrophysique : premiers résultats sur des glaces d’eau à très basse température et sur le graphite à haute température” 2004, thèse
- [11] Barlow, M.J. : “The destruction and growth of dust grains in interstellar space. I - Destruction by sputtering. II - Destruction by grain surface reactions, grain-grain collisions and photodesorption. III - Surface recombination, heavy element depletion and mantle growth” 1978, MNRAS 183, 367
- [12] Bayet, E., Gerin, M., Phillips, T.G., Contursi, A. : “The submillimeter C and CO lines in Henize 2-10 and NGC 253” 2004, A&A 427, 45
- [13] Beckwith, S., Persson, S.E., Neugebauer, G., Becklin, E.E. : “Observations of the molecular hydrogen emission from the Orion Nebula” 1978, ApJ 223, 464
- [14] Bertoldi, F., Timmermann, R., Rosenthal, D., Drapatz, S., Wright, C.M. : “Detection of HD in the Orion molecular outflow” 1999, A&A 346, 267
- [15] Black, J.H., Dalgarno, A. : “Interstellar H₂ - The population of excited rotational states and the infrared response to ultraviolet radiation” 1976, ApJ 203, 132
- [16] Black, J.H., van Dishoeck, E.F. : “Fluorescent excitation of interstellar H₂ ” 1987, ApJ 322, 412

- [17] Bluhm, H., Marggraf, O., de Boer, K. S., Richter, P., Heber, U. : “ORFEUS II echelle spectra : deuterium and molecular hydrogen in the ISM towards BD +39 3226” 1999, *A&A* 352, 287
- [18] Bodenheimer, P. : “Angular Momentum Evolution of Young Stars and Disks” 1995, *ARA&A* 33, 199
- [19] Bohlin, R.C., Savage, B.D., Drake, J.F. : “A survey of interstellar HI from L-alpha absorption measurements. II” 1978, *ApJ* 224, 132
- [20] Boland, W., Lee, T.J., de Graauw, Th., Lidholm, S. : “Detection of CH₃OH J = 5 to 4 lines around 242 GHz from OMC-1” 1983, *ApJ* 271, 183
- [21] Boss, A.P. : “Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. VI. Slowly Rotating Magnetic Clouds” 1999, *ApJ* 520, 744
- [22] Brand, P.W.J.L., Moorhouse, A., Burton, M.G., Geballe, T.R., Bird, M., Wade, R. : “Ratios of molecular hydrogen line intensities in shocked gas - Evidence for cooling zones” 1988, *ApJ* 334, L103
- [23] Brand, P.W.J.L., Toner, M.P., Geballe, T.R., Webster, A.S., Williams, P.M., Burton, M.G. : “The constancy of the ratio of the molecular hydrogen lines at 3.8 microns in Orion” 1989, *MNRAS* 236, 929
- [24] Bransden, B.H., Joachain, C.J. : “Physics of atoms and molecules”. Longman, 1983
- [25] Breitschwerdt, D., Komossa, S. : “Galactic Fountains and Galactic Winds” 2000, *Ap&SS* 272, 3
- [26] Burton, M.G., Brand, P.W.J.L., Geballe, T.R., Webster, A.S. : “Molecular hydrogen line ratios in four regions of shock-excited gas” 1989, *MNRAS* 236, 409
- [27] Cabrit, S., Flower, D.R., Pineau des Forêts, G., Le Bourlot, J., Ceccarelli, C. : “H₂ Diagnostics of Magnetic Molecular Shocks in Bipolar Outflows” 2004, *Ap&SS* 292, 501
- [28] Carruthers, G.R. : “Rocket observation of interstellar molecular hydrogen” 1970, *ApJ* 161, L81
- [29] Cazaux, S., Tielens, A.G.G.M. : “H₂ Formation on Grain Surfaces” 2004, *ApJ* 604, 222
- [30] Chernoff, D.F., McKee, C.F., Hollenbach, D.J. : “Molecular shock waves in the BN-KL region of Orion” 1982, *ApJ* 259, 97
- [31] Chrysostomou, A., Burton, M.G., Axon, D.J., Brand, P.W.J.L., Hough, J.H., Bland-Hawthorn, J., Geballe, T.R. : “Velocity-resolved Fabry-Perot imaging of molecular hydrogen emission in OMC-1” 1997, *MNRAS* 289, 605
- [32] Churchwell, E., Wolfire, M.G., Wood, D.O.S. : “The infrared emission from dust surrounding newly formed O stars” 1990, *ApJ* 354, 247
- [33] Ciolek, G.E., Roberge, W.G., Mouschovias, T.C. : “Multifluid, Magnetohydrodynamic Shock Waves with Grain Dynamics. II. Dust and the Critical Speed for C Shocks” 2004, *ApJ* 610, 781
- [34] Clénet, Y., Le Coarer, E., Joncas, G., Beuzit, J.-L., Rouan, D., Chalabaev, A., Rabou, P., Arsenault, R., Delage, C., Marlot, C., et 6 co-auteurs : “GriF : The New Three-dimensional Spectroscopic Mode of PUEO, the Canada-France-Hawaii Telescope Adaptive Optics Bonnette : First Observations in the Fabry-Perot Scanning Mode” 2002, *PASP* 114, 563
- [35] Combes, F., Pfenniger, D. : “Perspectives for detecting cold H₂ in outer galactic disks” 1997, *A&A* 327, 453
- [36] Combes, F., Pineau des Forêts, G. : “Molecular hydrogen in space” 2000, colloque, Cambridge university press

- [37] Crutcher, R.M., Troland, T.H., Lazareff, B., Paubert, G., Kazes, I. : “Detection of the CN Zeeman effect in molecular clouds” 1999, ApJ 514, L121
- [38] Dalgarno, A., Stephens T.L. : “Discrete Absorption and Photodissociation of Molecular Hydrogen” 1970, ApJ 160, L107
- [39] Dalgarno, A., Black, J.H., Weisheit, J.C. : “Ortho-Para Transitions in H₂ and the Fractionation of HD” 1973, ApL 14, 77
- [40] Dalgarno, A. : “Astrophysical importance of H₂” 2000, colloque “molecular hydrogen in space”
- [41] Dame, T.M., Elmegreen, B.G., Cohen, R.S., Thaddeus, P. : “The largest molecular cloud complexes in the first galactic quadrant” 1986, ApJ 305, 892
- [42] Davis, D.S., Larson, H.P., Hofmann, R. : “H₂ spectroscopy as an agent for extinction determinations The near-infrared curve for the Orion molecular cloud” 1986, ApJ 304, 481
- [43] Doi, T., O’Dell, C.R., Hartigan, P. : “Internal Velocities in the Orion Nebula : Large Proper-Motion Features” 2002, AJ 124, 445
- [44] Dougados, C., Lena, P., Ridgway, S.T., Christou, J.C., Probst, R.G. : “Near-infrared imaging of the Becklin-Neugebauer-IRc2 region in Orion with subarcsecond resolution” 1993, ApJ 406, 112
- [45] Draine, B.T. : “Photoelectric heating of interstellar gas” 1978, ApJS 36, 595
- [46] Draine, B.T., Salpeter, E.E. : “Destruction mechanisms of interstellar dust” 1979, ApJ 231, 438
- [47] Draine, B.T. : “Interstellar shock waves with magnetic precursors” 1980, ApJ 241, 1021
- [48] Draine, B.T., Roberge, W.G., Dalgarno, A. : “Magnetohydrodynamic shock waves in molecular clouds” 1983, ApJ 264, 485
- [49] Draine, B.T., Bertoldi, F. : “Structure of Stationary Photodissociation Fronts” 1996, ApJ 468, 269
- [50] Ellder, J., Friberg, P., Hjalmanson, A., Hoglund, B., Johansson, L.E.B., Olofsson, H., Rydbeck, G., Rydbeck, O.E.H., Guelin, M., Irvine, W.M. : “On methyl formate, methane, and deuterated ammonia in Orion A” 1980, ApJ 242, 93
- [51] Elmegreen, B.G. : “Supercloud formation by nonaxisymmetric gravitational instabilities in sheared magnetic galaxy disks” 1987, ApJ 312, 625
- [52] Elmegreen, B.G., Lada, C.J. : “Sequential formation of subgroups in OB associations” 1977, ApJ 214, 725
- [53] Elmegreen, D.M., Elmegreen, B.G. : “HST Observations of Fractal Structure in Star-Forming Regions of Spiral Disks” 2000, AAS 19711101
- [54] Falgarone, E., Hily-Blant, P. ; Levrier, F. ; “Structure of Molecular Clouds” 2004, Ap&SS 292, 89
- [55] Federman, S.R., Cardelli, J.A., van Dishoeck, E.F., Lambert, D.L., Black, J.H. : “Vibrationally excited H₂, HCl, and NO(+) in the diffuse clouds toward Zeta Ophiuchi” 1995, ApJ 445, 325
- [56] Ferland, G.J. : “Physical conditions in the Orion HII region” 2001, PASP 113, 41
- [57] Field, D., Lemaire, J.L., Pineau des Forets, G., Gerin, M., Leach, S., Rostas, F., Rouan, D. : “New observations of H₂ vibrational fluorescence in NGC2023” 1998, A&A 333, 280
- [58] Field, G.B., Somerville, W.B., Dressler, K. : “Hydrogen molecules in astronomy ” 1966, ARA&A 4, 207
- [59] Fischer, M.L., Clapp, A., Devlin, M., Gundersen, J.O., Lange, A.E., Lubin, P.M., Meinhold, P.R., Richards, P.L., Smoot, G.F. : “Measurements of the millimeter-wave spectrum of interstellar dust emission” 1995, ApJ 444, 226

- [60] Fitzpatrick, E.L., Massa, D. : “An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. III - an atlas of ultraviolet extinction curves” 1990, *ApJS* 72, 163
- [61] Flower, D.R., Pineau des Forêts G. : “H₂ emission from shocks in molecular outflows : the significance of departures from a stationary state” 1999, *MNRAS* 308, 271
- [62] Flower, D.R., Pineau des Forêts, G. : “The influence of grains on the propagation and structure of C-type shock waves in interstellar molecular clouds” 2003, *MNRAS* 343, 390
- [63] Flower, D.R., Wroe, R.A. : “Rotational excitation of H₂ by H at low energies” 1996, *JPhB* 29, 851
- [64] Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P. : “On the formation and expansion of H II regions” 1990, *ApJ* 349, 126
- [65] Gautier, T.N. III, Fink, U., Treffers, R.R., Larson, H.P. : “Detection of molecular hydrogen quadrupole emission in the Orion nebula” 1976, *ApJ* 207, L129
- [66] Geballe, T.R., Ramsay Howat, S.K., Timmermann, R., Bertoldi, F., Mountain, C.M. : “Ground-based detection of a vibration-rotation line of HD in Orion” 2002, *P&SS* 50, 1185
- [67] Genzel, R., Stutzki, J. : “The Orion molecular cloud and star-forming region” 1989, *ARA&A* 27, 41
- [68] Goldsmith, P.F., Krotkov, R., Snell, R.L., Brown, R.D., Godfrey, P. : “Vibrationally excited CH₃CN and HC₃N in Orion” 1983, *ApJ* 274, 184
- [69] Gould, R.J., Harwit, M. : “Expected Near Infrared Radiation from Interstellar Molecular Hydrogen” 1963, *ApJ* 137, 694
- [70] Gould, R.J., Salpeter, E.E. : “The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. I. Basic Processes.” 1963, *ApJ* 138, 393
- [71] Gustafsson, M., Kristensen, L.E., Clenet, Y., Field, D., Lemaire, J.L., Pineau des Forêts, G., Rouan, D., Le Coarer, E. : “New insight into shocks and star formation in Orion : First light with GriF” 2003, *A&A* 411, 437
- [72] Habart, E., Boulanger, F., Verstraete, L., Pineau des For. Aêts, G., Falgarone, E., Abergel, A. : “H₂ infrared line emission across the bright side of the rho Ophiuchi main cloud” 2003, *A&A* 397, 623
- [73] Hansen, S.S. : “The magnetic fields in the Orion Kleinmann-Low nebula as derived from hydroxyl maser radiation” 1982, *ApJ* 260, 599
- [74] Herzberg, G. : “The dissociation energy of the hydrogen molecule” 1970, *JMoSp* 33, 147
- [75] Heydari-Malayeri, M., Testor, G. : “Excitation and extinction in the LMC H II region N159A and discovery of a highly excited ‘blob’ in its vicinity” 1982, *A&A* 111, 11
- [76] Heydari-Malayeri, M., Charmandaris, V., Deharveng, L., Meynadier, F., Rosa, M.R., Schaerer, D., Zinnecker, H. : “Resolving the compact H II regions in N160A with HST” 2002, *A&A* 381, 941
- [77] Hodapp, K.W., Davis, C.J. : “Molecular Hydrogen Outflows in W51” 2002, *ApJ* 575, 291
- [78] Hollenbach, D.J., Salpeter, E.E. : “Surface Recombination of Hydrogen Molecules” 1971, *ApJ* 163, 155
- [79] Hollenbach, D.J., Shull, J.M. : “Vibrationally excited molecular hydrogen in Orion” 1977, *ApJ* 216, 419
- [80] Huttemeister, S., Wilson, T.L., Henkel, C., Mauersberger, R. : “A Multilevel Study of Ammonia in Star Forming Regions - Part Five - the SAGITTARIUS-B2 Region” 1993, *A&A* 276, 445
- [81] Ingalls, J.G., Bania, T.M., Lane, A.P., Rumitz, M., Stark, A.A. : “Physical State of Molecular Gas in High Galactic Latitude Translucent Clouds” 2000, *ApJ* 535, 211

- [82] Irvine, W.M. : “The chemistry of cold, dark interstellar clouds” 1987, IAUS 120, 245
- [83] Israel, F.P., Koorneef, J. : “Molecular hydrogen in H II regions in the Magellanic Clouds” 1988, A&A 190, 21
- [84] Israel, F.P., Koorneef, J. : “Radiatively and shock excited H₂ in Magellanic H II regions” 1991, A&A 250, 475
- [85] Israel, F.P., Johansson, L.E.B., Rubio, M., Garay, G., de Graauw, Th., Booth, R.S., Boulanger, F., Kutner, M.L., Lequeux, J., Nyman, L.-A. : “Results of the ESO-SEST Key Programme on CO in the Magellanic Clouds. X. CO emission from star formation regions in LMC and SMC” 2003, A&A 406, 817
- [86] Jura, M. : “Formation and destruction rates of interstellar H₂” 1974, ApJ 191, 375
- [87] Klessen, R.S., Heitsch, F., Mac Low, M.-M. : “Gravitational Collapse in Turbulent Molecular Clouds. I. Gasdynamical Turbulence” 2000, A&A 537, 887
- [88] Kristensen, L.E., Gustafsson, M., Field, D., Callejo, G., Lemaire, J.L, Vannier, L., Pineau des Forêts, G. : “H₂ excitation imaging in the Orion molecular cloud” 2003, A&A 412, 727
- [89] Kroupa, P., Boily, C.M. : “On the mass function of star clusters” 2002, MNRAS 336, 1188
- [90] Kulesa, C.A., Hungerford, A.L., Walker, C.K., Black, J.H. : “High Resolution Infrared and Sub-millimeter Spectroscopy of Molecular Clouds” 2001, AAS 198.5916
- [91] Kurt, C.M., Dufour, R.J., Garnett, D.R., Skillman, E.D., Mathis, J.S., Peimbert, M., Torres-Peimbert, S., Ruiz, M.-T. : “Hubble Space Telescope Observations of the Dusty Small Magellanic Cloud H II Region N88A” 1999, ApJ 518, 246
- [92] Kwan, J., Scoville, N. : “The nature of the broad molecular line emission at the Kleinmann-Low nebula” 1976, ApJ 210, 39
- [93] Kwan, J. : “On the molecular hydrogen emission at the Orion nebula” 1977, ApJ 216, 713
- [94] Lacombe, F., Gendron, E., Rouan, D., Clenet, Y., Field, D., Lemaire, J.-L., Gustafsson, M., Lagrange, A.-M., Mouillet, D., Rousset, G., Fusco, T., Rousset-Rouviere, L., Servan, B., Marlot, C., Feautrier, P. : “VLT/NACO infrared adaptive optics images of small scale structures in OMC1” 2004, A&A 417L, 5
- [95] Lacy, J.H., Knacke, R., Geballe, T.R., Tokunaga, A.T. : “Detection of absorption by H₂ in molecular clouds : A direct measurement of the H₂ :CO ratio” 1994, ApJ 428, 690
- [96] Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., Schilke, P. : “Bistability in Dark Cloud Chemistry” 1993, ApJ 416, 87
- [97] Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Roueff, E., Dalgarno, A., Gredel, R. : “Infrared Diagnostics of the Formation of H₂ on Interstellar Dust” 1995, ApJ 449, 178
- [98] Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Flower, D.R. : “The cooling of astrophysical media by H₂” 1999, MNRAS 305, 802
- [99] Le Bourlot, J., Pineau des Forêts, G., Flower, D.R., Cabrit, S. : “New determinations of the critical velocities of C-type shock waves in dense molecular clouds : application to the outflow source in Orion” 2002, MNRAS 332, 985
- [100] Lemaire, J.L., Field, D., Gerin, M., Leach, S., Pineau des Forêts, G., Rostas, F., Rouan, D. : “High spatial resolution observations of H₂ vibrational emission in NGC 7023” 1996, A&A 308, 895

- [101] Le Petit, F. : “Etude des propriétés de HD dans le milieu interstellaire- Observations FUSE et modélisation” 2002, thèse
- [102] Le Petit, F., Roueff, E., Le Bourlot, J. : “D/HD transition in Photon dominated regions (PDR)” 2002, A&A 390, 369
- [103] Lequeux, J. : “Le milieu interstellaire” 2002, EDP sciences
- [104] Livingston, W., Wallace, L. : “An atlas of the solar spectrum in the infrared from 1850 to 9000 cm^{-1} (1.1 to 5.4 micrometer)” 1991, aass.book....L
- [105] Lou, Y., Walsh, W.M., Han, J.L., Fan, Z. : “Multiwavelength Structural Manifestations of Fast Magnetohydrodynamic Density Waves in Spiral Galaxies” 2002, ApJ 567, 289
- [106] Luhman, K.L., Engelbracht, C.W., Luhman, M.L. : “Near-Infrared Spectroscopy of Photodissociation Regions : The Orion Bar and Orion S” 1998, ApJ 499, 799
- [107] Martin, P.G., Mandy, M.E. : “Analytic Temperature Dependences for a Complete Set of Rate Coefficients for Collisional Excitation and Dissociation of H₂ Molecules by H Atoms” 1995, ApJ 455, 89
- [108] Mathis, J.S., Ruml, W., Nordsieck, K.H. : “The size distribution of interstellar grains” 1977, ApJ 217, 425
- [109] Mathis, J.S. : “Dust models with tight abundance constraints” 1996, ApJ 472, 643
- [110] McCaughrean, M., Mac Low, M.M. : “The OMC1 molecular hydrogen outflow as a fragmented stellar wind bubble” 1997, AJ 113, 391
- [111] Mullan, D.J. : “The structure of transverse hydromagnetic shocks in regions of flow ionization” 1971, MNRAS 153, 145
- [112] Mundy, L.G., Scoville, N.Z., Baath, L.B., Masson, C.R., Woody, D.P. : “Protostellar condensations within the Orion ridge” 1986, ApJ 304, 51
- [113] Murali, C. : “The Magellanic Stream and the Density of Coronal Gas in the Galactic Halo” 2000, ApJ 529, 81
- [114] Nadeau, D., Geballe, T.R. : “Velocity profiles of the 2.1 micron H₂ emission line in the Orion molecular cloud” 1979, ApJ 230, 169
- [115] Neufeld, D.A., Kaufman, M.J. : “Radiative Cooling of Warm Molecular Gas” 1993, ApJ 418, 263
- [116] Neufeld, D.A., Spaans, M. : “Red Fluorescent Line Emission from Hydrogen Molecules in Diffuse Molecular Clouds” 1996, ApJ 473, 894
- [117] Norris, R.P. : “MERLIN observations of OH maser outflows in Orion-KL” 1984, MNRAS 207, 127
- [118] Nugis, T., Lamers, H.J.G.L.M. : “The mass-loss rates of Wolf-Rayet stars explained by optically thick radiation driven wind models” 2002, A&A 389, 162
- [119] O’dell, C. R., Wen, Z., Hu, X. : “Discovery of new objects in the Orion nebula on HST images - Shocks, compact sources, and protoplanetary disks” 1993, ApJ 410, 696
- [120] O’dell, C. R. : “The Orion Nebula and its Associated Population” 2001, ARA&A 39, 99
- [121] Padoan, P., Willacy, K., Langer, W., Juvela, M. : “Electron Abundance in Protostellar Cores” 2004, ApJ 614, 203
- [122] Palla, F., Salpeter, E.E., Stahler, S.W. : “Primordial star formation - The role of molecular hydrogen” 1983, ApJ 271, 632

- [123] Pineau des Forêts, G., Flower, D.R., Aguillon, F., Sidis, V., Sizun, M. : “Collisional excitation of H₂ by grains in C-type shocks” 2001, MNRAS 323L, 7
- [124] Raga, A.C., Mateo, M., Bohm, K.H., Solf, J. : “An interpretation of observations of HH 1 in terms of a time-dependent bow-shock model” 1988, AJ 95, 1783
- [125] Raga, A., Cabrit, S. : “Molecular outflows entrained by jet bowshocks” 1993, A&A 278, 267
- [126] Ramsay, S.K., Chrysostomou, A., Geballe, T.R., Brand, P.W.J.L., Mountain, M. : “Pure Fluorescent h₂ Emission from HUBBLE :12” 1993, MNRAS 263, 695
- [127] Rao, R., Crutcher, R.M., Plambeck, R.L., Wright, M.C.H. : “High-resolution millimeter-wave mapping of linearly polarized dust emission : magnetic field structure in Orion” 1998, ApJ 502, L75
- [128] Rodriguez-Fernandez, N.J., Martin-Pintado, J., Fuente, A., Wilson, T.L. : “ISO observations of the Galactic center interstellar medium. Neutral gas and dust” 2004, A&A 427, 217
- [129] Rosenthal, D., Bertoldi, F., Drapatz, S. : “ISO-SWS observations of OMC-1 : H₂ and fine structure lines” 2000, A&A 356, 705
- [130] Roueff, E., Abgrall, H., Liu, X., Shemansky, D. : “Radiative and Electronic Excitation of Lyman and Werner Transitions in H₂” 2000, dans “Molecular hydrogen in space”, Cambridge university press
- [131] Ryder, S.D., Allen, L.E., Burton, M.G., Ashley, M.C.B., Storey, J.W.V. : “Molecular hydrogen line emission from the reflection nebula Parsamyan 18” 1998, MNRAS 294, 338
- [132] Salas, L., Rosado, M., Cruz-Gonzalez, I., Gutierrez, L., Valdez, J., Bernal, A., Luna, E., Ruiz, E., Lazo, F. : “Destruction of the environment of the BN-KL nebula” 1999, ApJ 511, 822
- [133] Schleuning, D.A. : “Far-infrared and submillimeter polarization of OMC-1 : Evidence for magnetically regulated star formation” 1998, ApJ 493, 811
- [134] Sfeir, D.M., Lallement, R., Crifo, F., Welsh, B.Y. : “Mapping the contours of the Local bubble : preliminary results” 1999, A&A 346, 785
- [135] Shang, H., Lizano, S., Glassgold, A., Shu, F. : “Free-free Radio Emission from Young Stellar Objects” 2004, ApJ 612, 69
- [136] Shull, J.M., Beckwith, S. : “Interstellar molecular hydrogen” 1982, ARA&A 20, 163
- [137] Smith, M.D. : “Shocks in dense molecular clouds - OMC-1 revisited” 1991, MNRAS 253, 175
- [138] Smith, M.D. : “The Evolution of Young Stars, Protostellar Jets Bipolar Outflows - a Unification Scheme” 1998, Ap&SS 261, 169
- [139] Spitzer, L. : “Physics of Fully Ionized Gases” 1962
- [140] Spitzer, L., Jenkins, E.B. : “Ultraviolet studies of the interstellar gas” 1975, ARA&A 13, 133
- [141] Sternberg, A., Dalgarno, A. : “The infrared response of molecular hydrogen gas to ultraviolet radiation - High-density regions” 1989, ApJ 338, 197
- [142] Sternberg, A. : “Fluorescent HD emission from photodissociation regions” 1990, ApJ 361, 121
- [143] Sternberg, A., Neufeld, D.A. : “The Ratio of Ortho-toPara-H₂ in Photodissociation Regions” 1999, ApJ 516, 371
- [144] Stolovy, S.R., Burton, M.G., Erickson, E.F., Kaufman, M.J., Chrysostomou, A., Young, E.T., Colgan, S.W.J., Axon, D.J., Thompson, R.I., Rieke, M.J., Schneider, G. : “NICMOS 2 micron continuum and H₂ images of OMC-1” 1998, ApJ 492L, 151

- [145] Störzer, H., Hollenbach, D. : “Photodissociation region models of photoevaporating circumstellar disks and application to the proplyds in Orion” 1999, ApJ 515, 669
- [146] Sugai, H., Kawabata, H., Usuda, T., Inoue, M.Y., Kataza, H., Tanaka, M. : “Velocity field of the Orion-KL region in molecular hydrogen emission” 1995, ApJ 442, 674
- [147] Sutton, E.C., Blake, G.A., Masson, C.R., Phillips, T.G. : “Molecular line survey of Orion A from 215 to 247 GHz” 1985, ApJS 58, 341
- [148] Takahashi, J. : “The formation mechanism of molecular hydrogen on icy mantles of interstellar dust” 1999, MNRAS 306, 22
- [149] Tatematsu, K., Umemoto, T., Kandori, R., Sekimoto, Y. : “N₂H⁺ Observations of Molecular Cloud Cores in Taurus” 2004, ApJ 606, 333
- [150] Tedds, J.A., Brand, P.W.J.L., Burton, M.G. : “Shocked H₂ and Fe⁺ dynamics in the Orion bullets” 1999, MNRAS 307, 337
- [151] Tenorio-Tagle, G., Bedijn, P.J. : “The effects of the coronal gas on the champagne phase” 1982, A&A 115, 207
- [152] Testor, G., Pakull, M. : “Discovery of a very bright compact object N88A in the Small Magellanic Cloud” 1985, A&A 145, 170
- [153] Testor, G. : “Detection and study of the compact HII region N26A-B in the Small Magellanic Cloud” 2001, A&A 372, 662
- [154] Testor, G., Lemaire, J.L., Field, D. : “The physical properties of the compact star forming region N88A and its neighbourhood in the SMC. I. Excitation and abundances” 2003, A&A 407, 905
- [155] Thoraval, S., Boisse, P., Stark, R. : “A search for extinction variations related to AU-scale structure in molecular clouds.” 1996, A&A 312, 973
- [156] Tielens, A.G.G.M., Hollenbach, D. : “Photodissociation regions. I - Basic model. II - A model for the Orion photodissociation region” 1985, ApJ 291, 722
- [157] Tielens, A.G.G.M., Hollenbach, D. : “Photodissociation Regions - Part Two - a Model for the Orion Photodissociation Region” 1985, ApJ 291, 747
- [158] Timmermann, R., Bertoldi, F., Wright, C.M., Drapatz, S., Draine, B.T., Haser, L., Sternberg, A. : “H₂ infrared line emission from S 140 : a warm PDR” 1996, A&A 315, 281
- [159] Troland, T.H., Heiles, C. : “Interstellar magnetic fields strengths and gas densities Observational and theoretical perspectives” 1986, ApJ 301, 339
- [160] Turner, B.E., Chan, K.-W., Green, S., Lubowich, D.A. : “Tests of Shock Chemistry in IC 443G” 1992, ApJ 399, 114
- [161] Van den Ancker, M.E., Wesselius, P.R., Tielens, A.G.G.M., van Dishoeck, E.F., Spinoglio, L. : “ISO spectroscopy of shocked gas in the vicinity of T Tau”
- [162] van Dishoeck, E.F. : “ISO Spectroscopy of Gas and Dust : From Molecular Clouds to Protoplanetary Disks” 2004, ARA&A 42, 119
- [163] Vannier, L., Lemaire, J.-L., Field, D., Pineau des Forêts, G., Pijpers, F.P., Rouan, D. : “H₂ infrared emission and the formation of dense structures in the Orion molecular cloud” 2001, A&A 366, 651
- [164] Verstraete, L. : “Petits grains et physico-chimie du milieu interstellaire : l’apport d’ISO” 2001, Thèse d’habilitation, université Paris-sud

- [165] Vidali, G., Pirronello, V., Liu, C., Shen, L. : “Experimental Studies of Chemical Reactions on surfaces of Astrophysical Interest” 1998, *ApL&C* 35, 423
- [166] Weingartner, J.C., Draine, B.T. : “Dust grain-size distributions and extinction in the Milky-Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud” 2001, *ApJ* 548, 296
- [167] Wilgenbus, D., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., Flower, D.R. : “The ortho :para-H₂ ratio in C- and J-type shocks” 2000, *A&A* 356, 1010
- [168] Wolniewicz, L., Simbotin, I., Dalgarno, A. : “Quadrupole transition probabilities for the excited rovibrational states of H₂” 1998, *ApJS* 115, 293
- [169] Wright, C.M., van Dishoeck, E.F., Cox, P., Sidher, S.D., Kessler, M.F. : “Infrared Space Observatory-Long Wavelength Spectrometer Detection of the 112 Micron HD J = 1 → 0 Line toward the Orion Bar” 1999, *ApJ* 515, 29
- [170] Wynn-Williams, C.G., Genzel, R., Becklin, E.E., Downes, D. : “The Kleinmann-Low nebula - an infrared cavity” 1984, *ApJ* 281, 172
- [171] Zinnecker, H., Mundt, R., Geballe, T.R., Zealey, W.J. : “High spectral resolution observations of the H₂ 2.12 micron line in Herbig-Haro objects” 1989, *ApJ* 342, 337
- [172] Zubko, V., Dwek, E., Arendt, R.G. : “Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints” 2004, *ApJS* 152, 211

Annexe A

Constantes, facteurs de conversion et paramètres moléculaires

Constantes fondamentales

Constante de Planck $h=6.6262 \cdot 10^{-34}$ J.s
Constante de Planck reduite $\hbar=\frac{h}{2\pi}=1.05459 \cdot 10^{-34}$ J.s
Constante de Boltzmann $k=1.38062 \cdot 10^{-23}$ J.K⁻¹
Célérité de la lumière dans le vide $c=299\ 792\ 458$ m.s⁻¹
Constante de Gravitation : $G=6.67 \cdot 10^{-11}$ N.m².kg⁻²
Charge de l'électron : $e=1.602176462 \cdot 10^{-19}$ C
Masse de l'électron : $m_e=9.10938188 \cdot 10^{-31}$ kg
Masse du proton : $m_p=1.67262158 \cdot 10^{-27}$ kg
Masse du neutron : $m_n=1.67492716 \cdot 10^{-27}$ kg
Nombre d'Avogadro : $N_A=6.0221415 \cdot 10^{23}$ mol⁻¹
Permittivité du vide : $\epsilon_0=8.854187817 \cdot 10^{-12}$ F.m⁻¹
Permeabilité du vide : $\mu_0=12.566\ 370\ 614 \cdot 10^{-7}$ N.A⁻²
Constante de structure fine : $\alpha=1/137.036=\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$

Facteurs de conversion et quantités astronomiques

- Energies : 1 eV=11604.765 K ; 1eV=1.602177 $\cdot 10^{-19}$ J ; 1 erg=1.0 $\cdot 10^{-7}$ J
- Distances : 1 pc=3.086 $\cdot 10^{16}$ m=206000 UA=3.26 AL 1 AL=9.4605 $\cdot 10^{15}$ m= 65000 AU 1 AU=1.5 $\cdot 10^{11}$ m
- Masse du soleil : $M_{\odot}=2 \cdot 10^{30}$ kg
- Luminosité bolometrique solaire : $L_{\odot}=4 \cdot 10^{26}$ W

Hydrogène moléculaire et molécule HD

Energie rotationnelle :

$$E_J = B_0 J(J + 1) - D_0 J^2(J + 1)^2 \quad (\text{A.1})$$

avec $B_0=1.21 \cdot 10^{-21}$ J= $7.5 \cdot 10^{-3}$ eV, en température $B_0=87$ K ; $D_0=9.35 \cdot 10^{-25}$ J= $5.84 \cdot 10^{-6}$ eV, en température $B_0=0.068$ K
Polarisabilité : $\alpha= 7.9 \cdot 10^{-25}$ cm⁻³

Relations diverses

Longueur d'onde dans l'air à partir de celle dans le vide (relation d'Edlen) :

$$\lambda_{air} = \lambda_{vide} \left[1 + 2.735182 \cdot 10^{-4} + \frac{131.4182}{\lambda_{vide}^2} + \frac{2.76249 \cdot 10^8}{\lambda_{vide}^4} \right] \quad (\text{A.2})$$

Remarque : l'humidité de l'air peut modifier légèrement cette relation.

Force d'oscillateur en fonction du coefficient d'Einstein A_{ij}

$$f = \frac{4\pi\epsilon_0 mc^3}{8\pi^2 e^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{g_j}{g_i} A_{ij} \quad (\text{A.3})$$

Champ de rayonnement de Draine en fonction de la longueur d'onde

$$F(\lambda) = \frac{2.1215 \cdot 10^{-3}}{\lambda^4} - \frac{3.4146}{\lambda^5} + \frac{1.3613 \cdot 10^3}{\lambda^6} \quad (\text{A.4})$$

Bandes spectrales (norme ESO)

- I : 0.73-1.06 μm
- J : 1.12-1.43 μm
- H : 1.48-1.78 μm
- K_s : 1.78-2.4 μm
- L : 3.5-4.1 μm
- M : 4.4-5.4 μm
- N : 8.2-13.4 μm
- Q : 16.5-25.5 μm

Annexe B

Raies rovibrationnelles de H_2 et raies telluriques

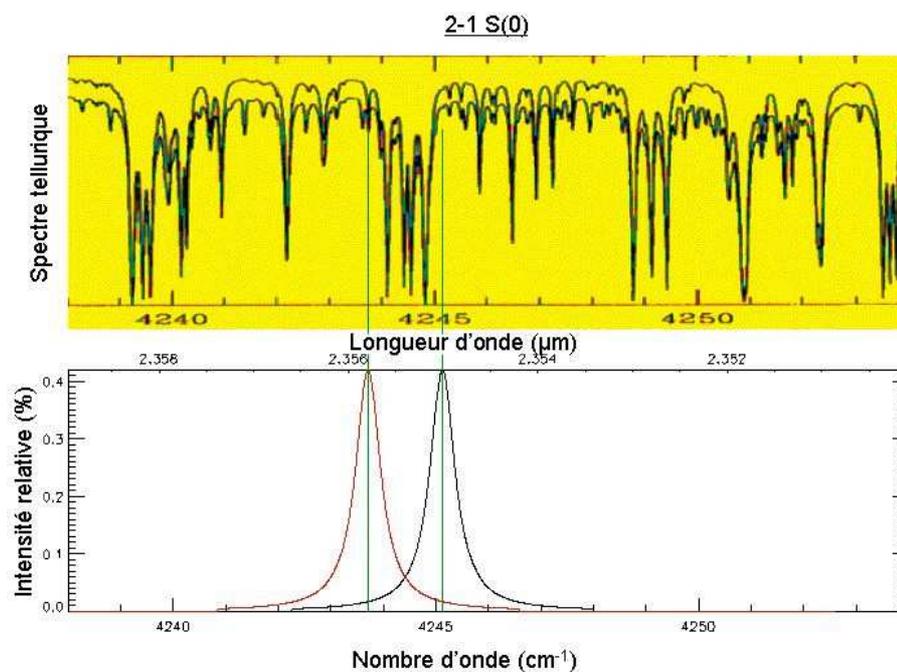


FIG. B.1 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(0) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

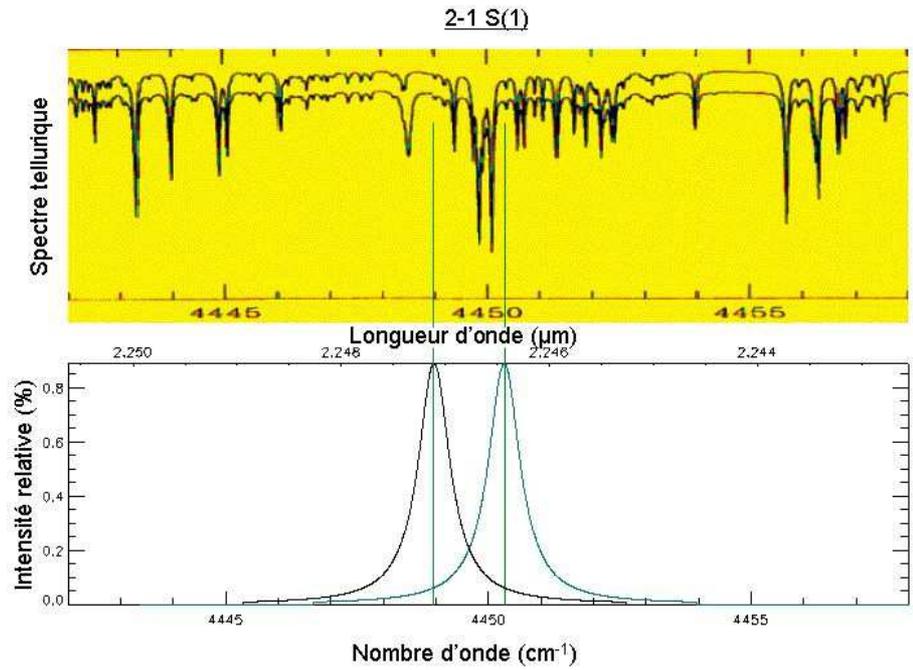


FIG. B.2 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

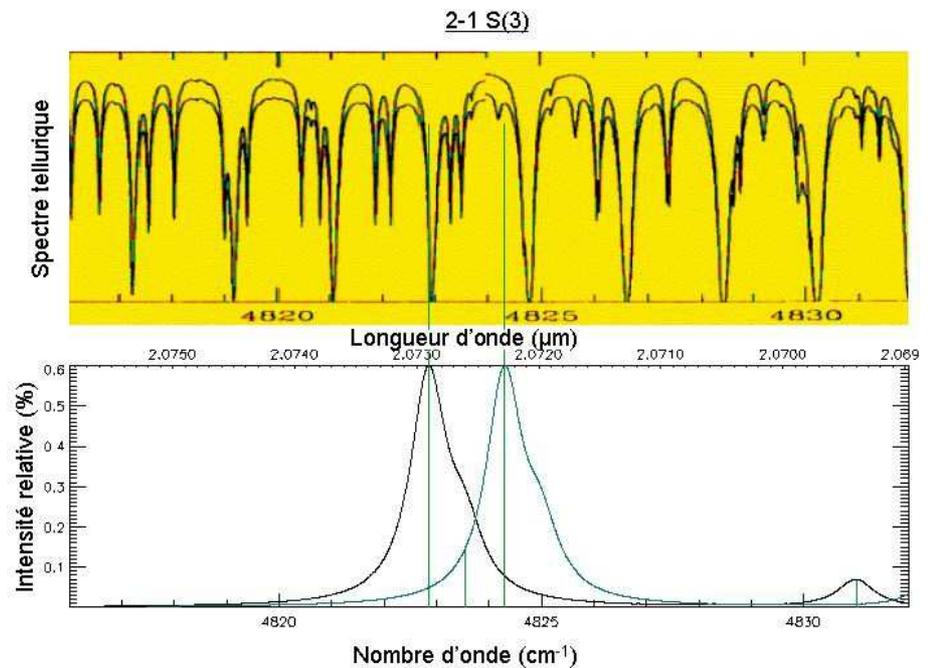


FIG. B.3 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

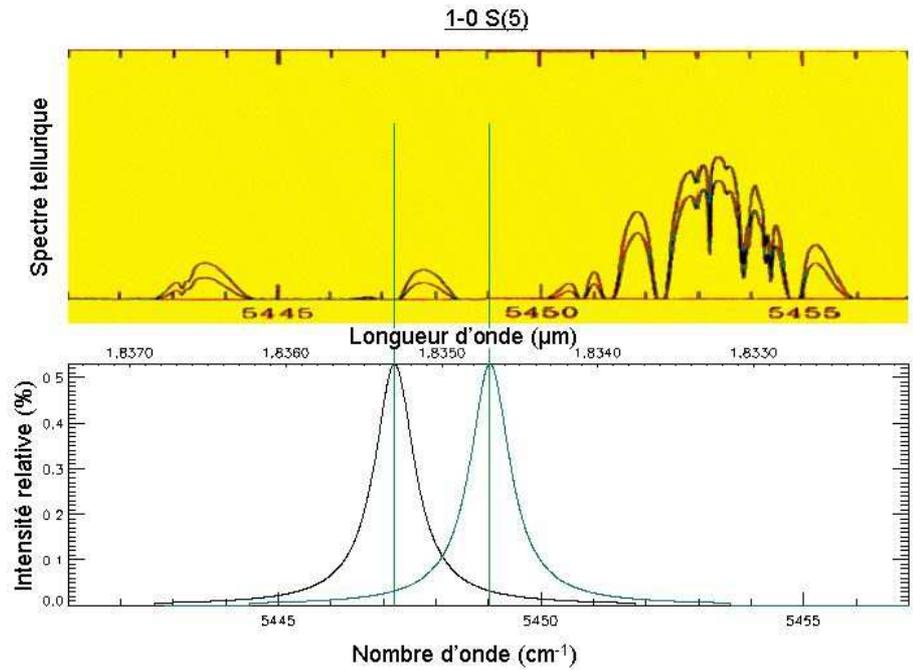


FIG. B.4 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(5) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

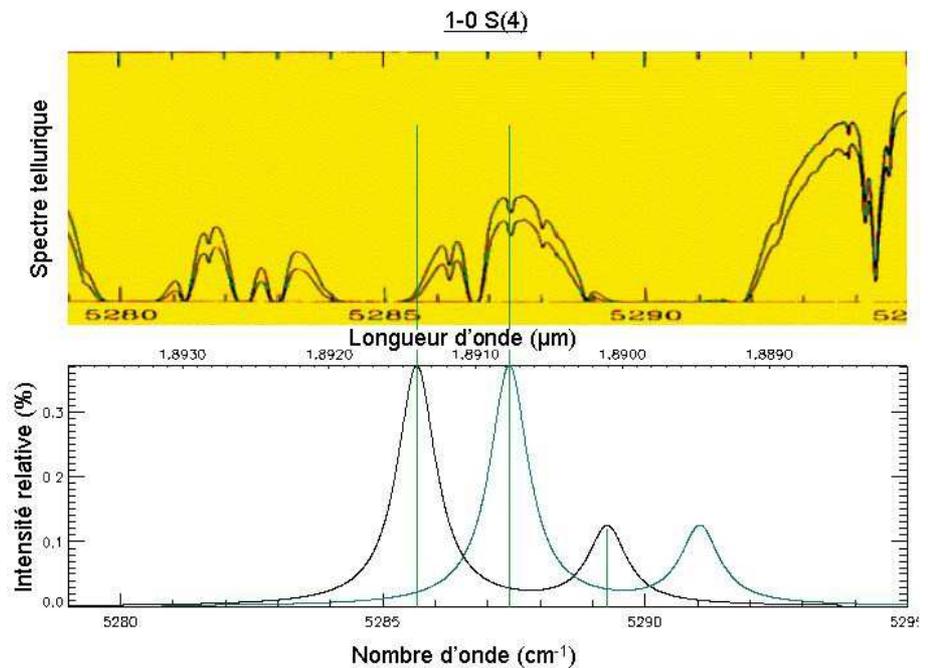


FIG. B.5 – Spectre d’absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(4) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

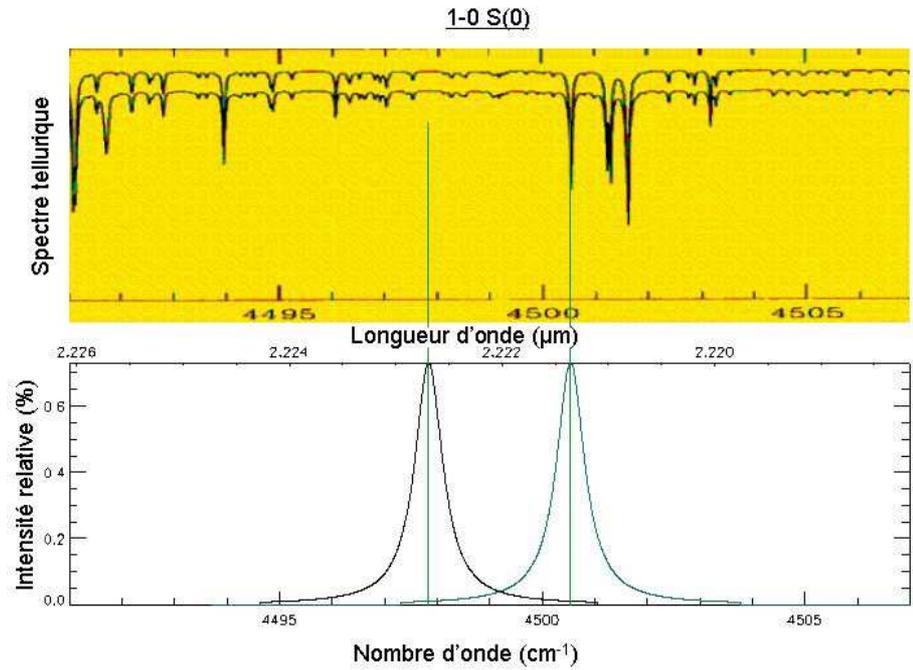


FIG. B.6 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(0) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

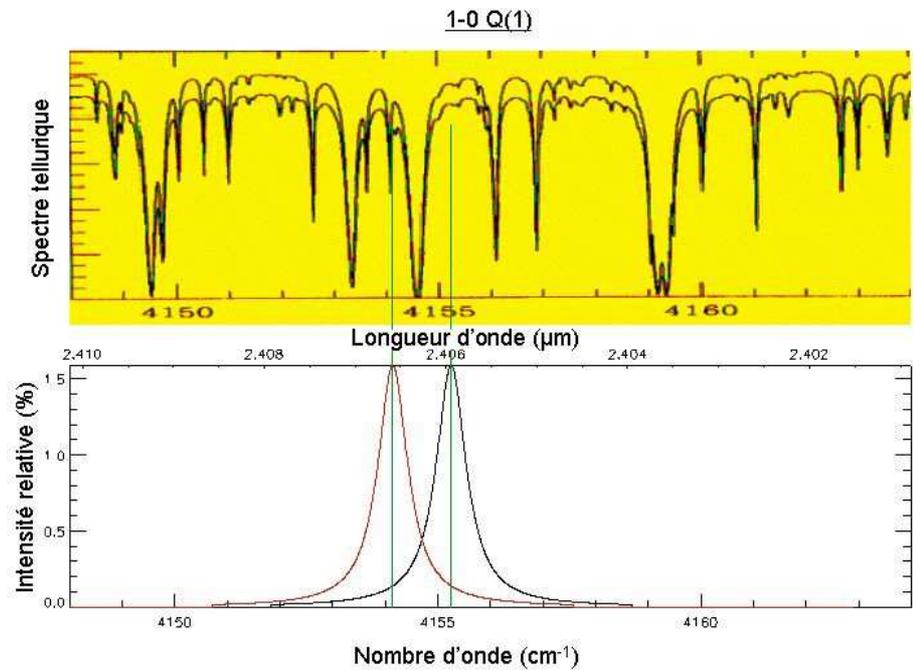


FIG. B.7 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

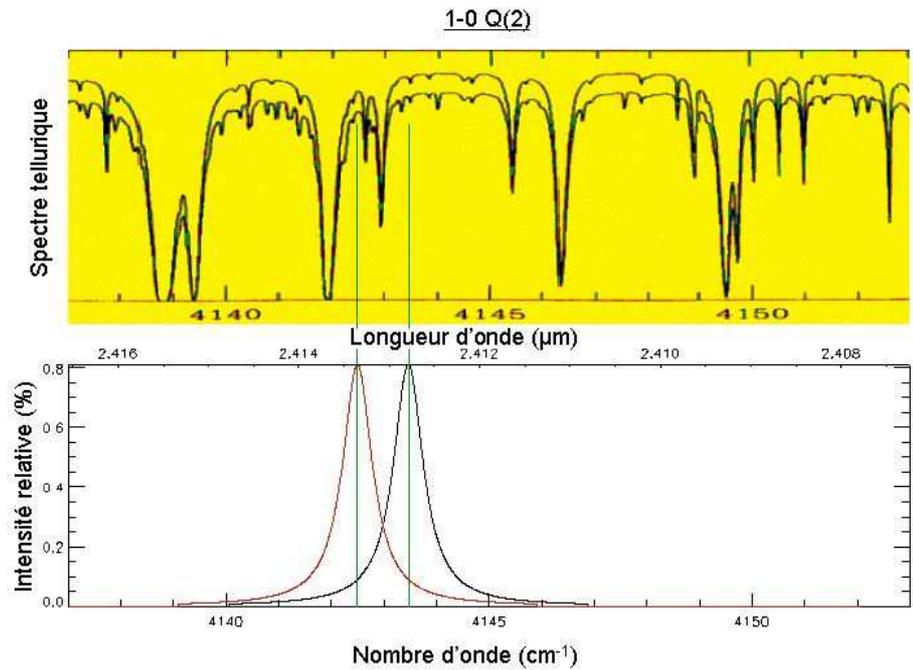


FIG. B.8 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

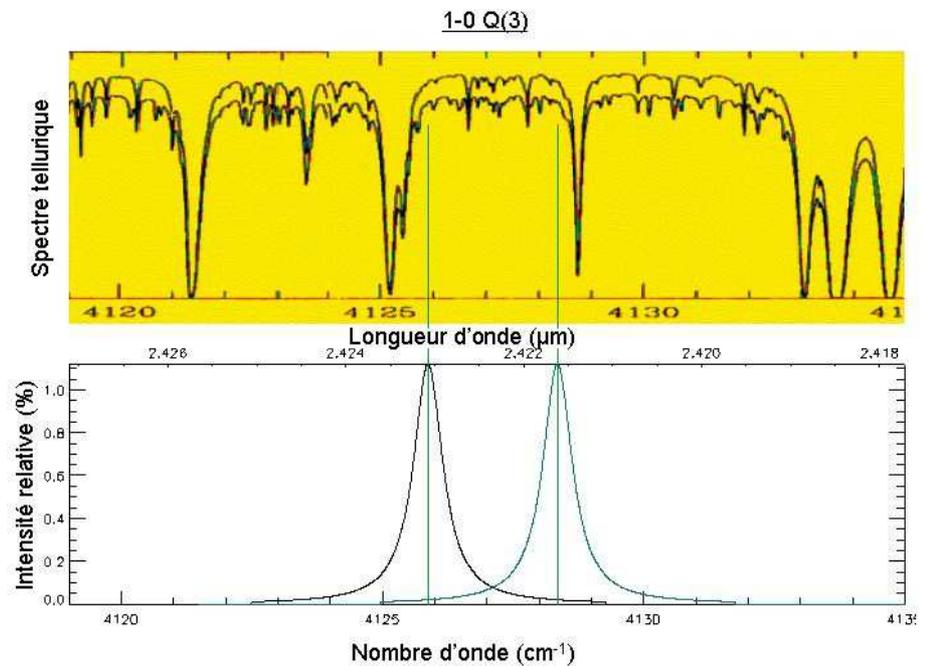


FIG. B.9 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

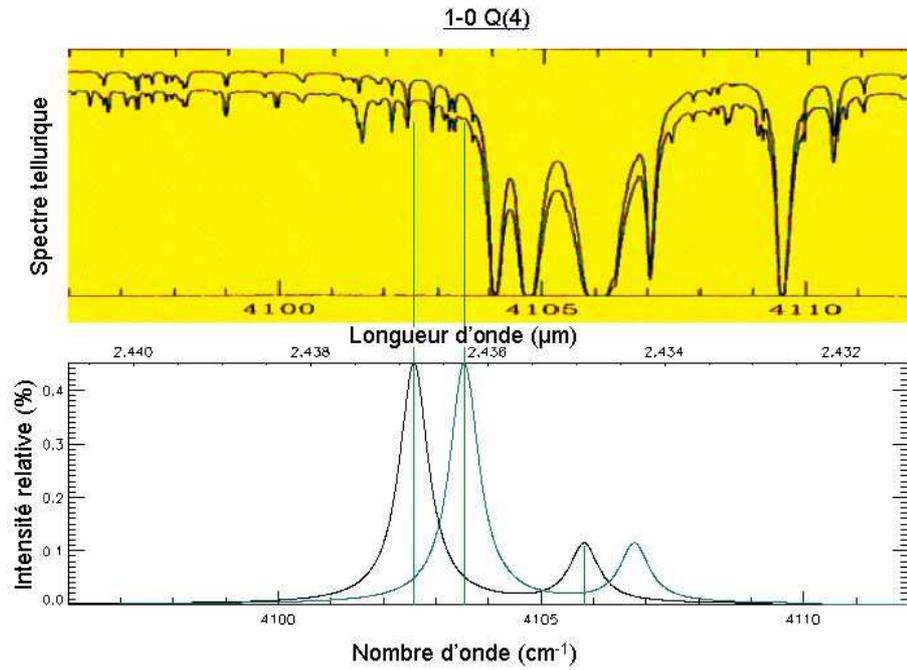


FIG. B.10 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(4) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

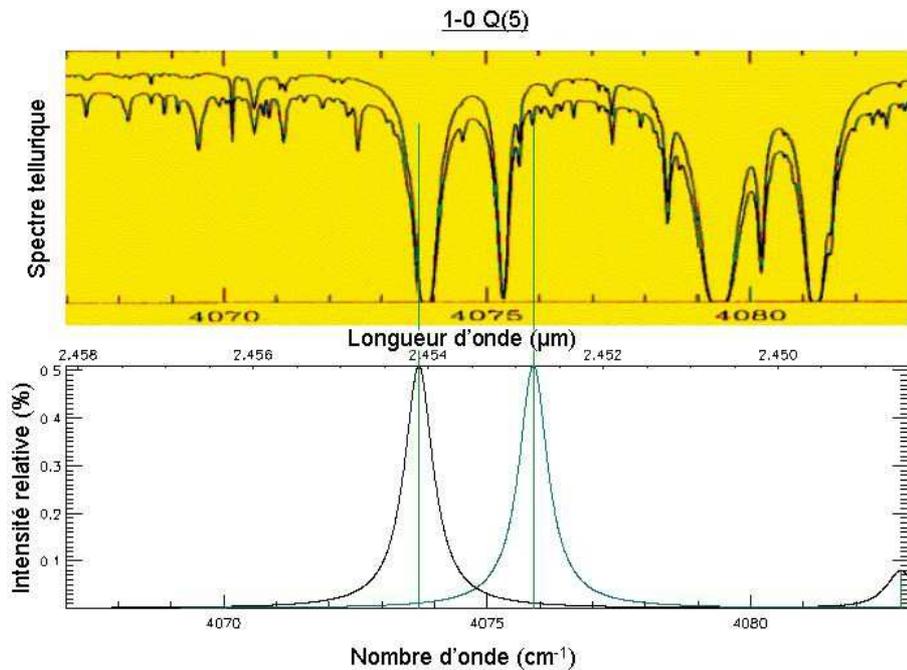


FIG. B.11 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(5) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

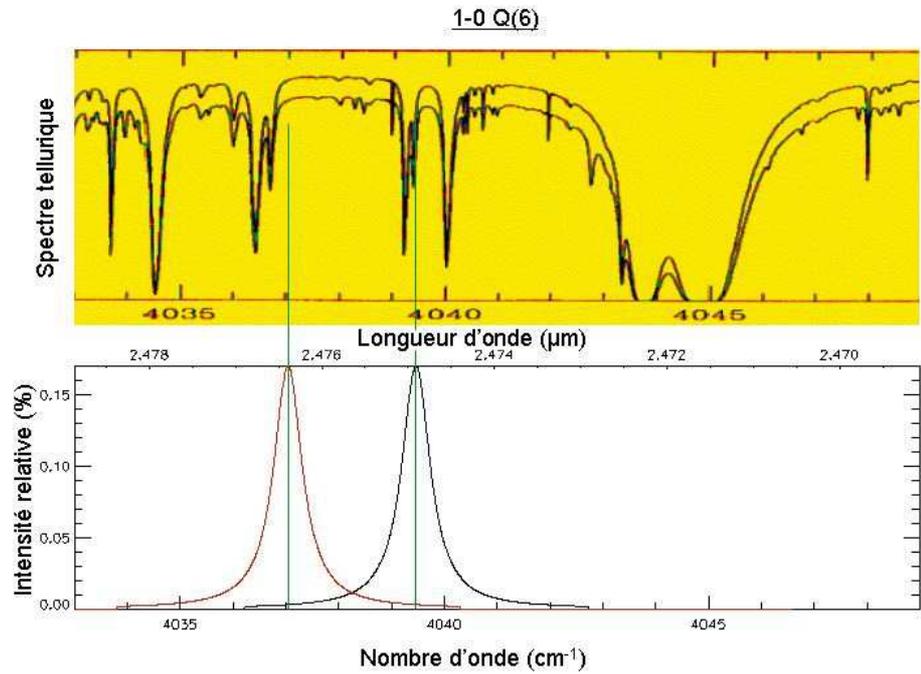


FIG. B.12 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(6) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

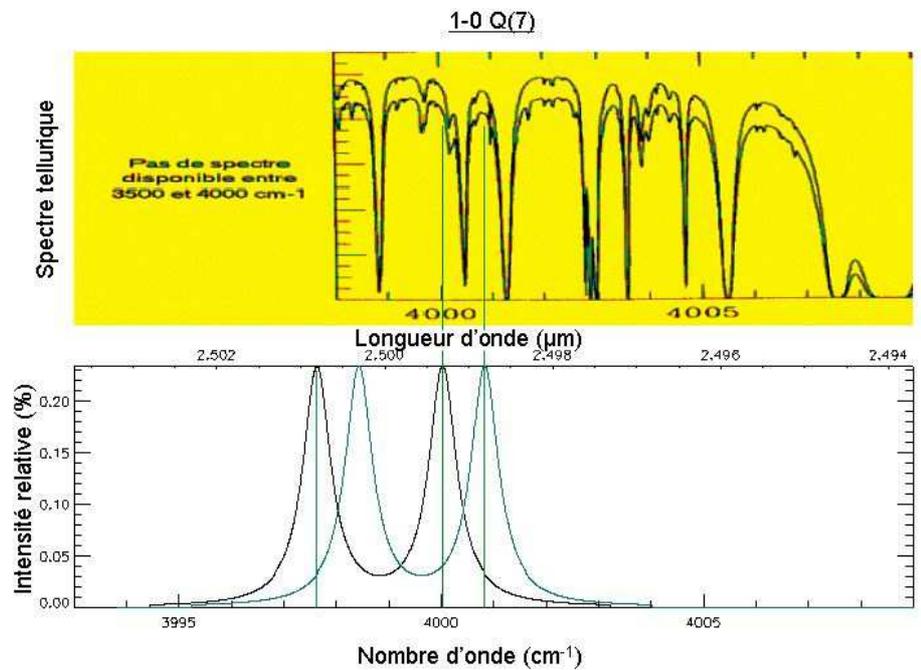


FIG. B.13 – Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(7) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse

Annexe C

Evolution théorique des raies de H₂

Figures pouvant être insérées :

1-0 Q(1) → 1-0 Q(7) + 1-0 S(3) soit 7 figures (sans compter Q(3))

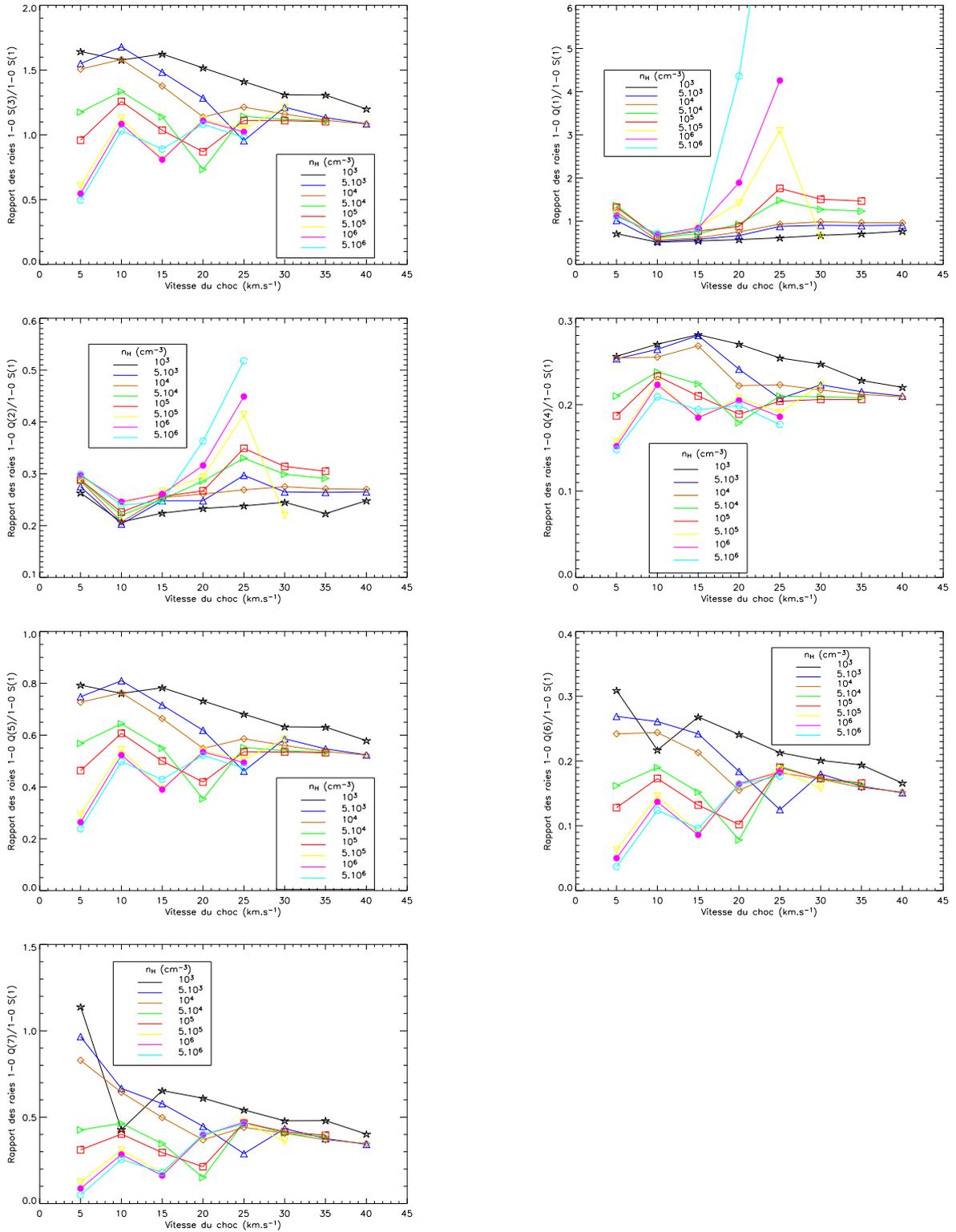


FIG. C.1 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.

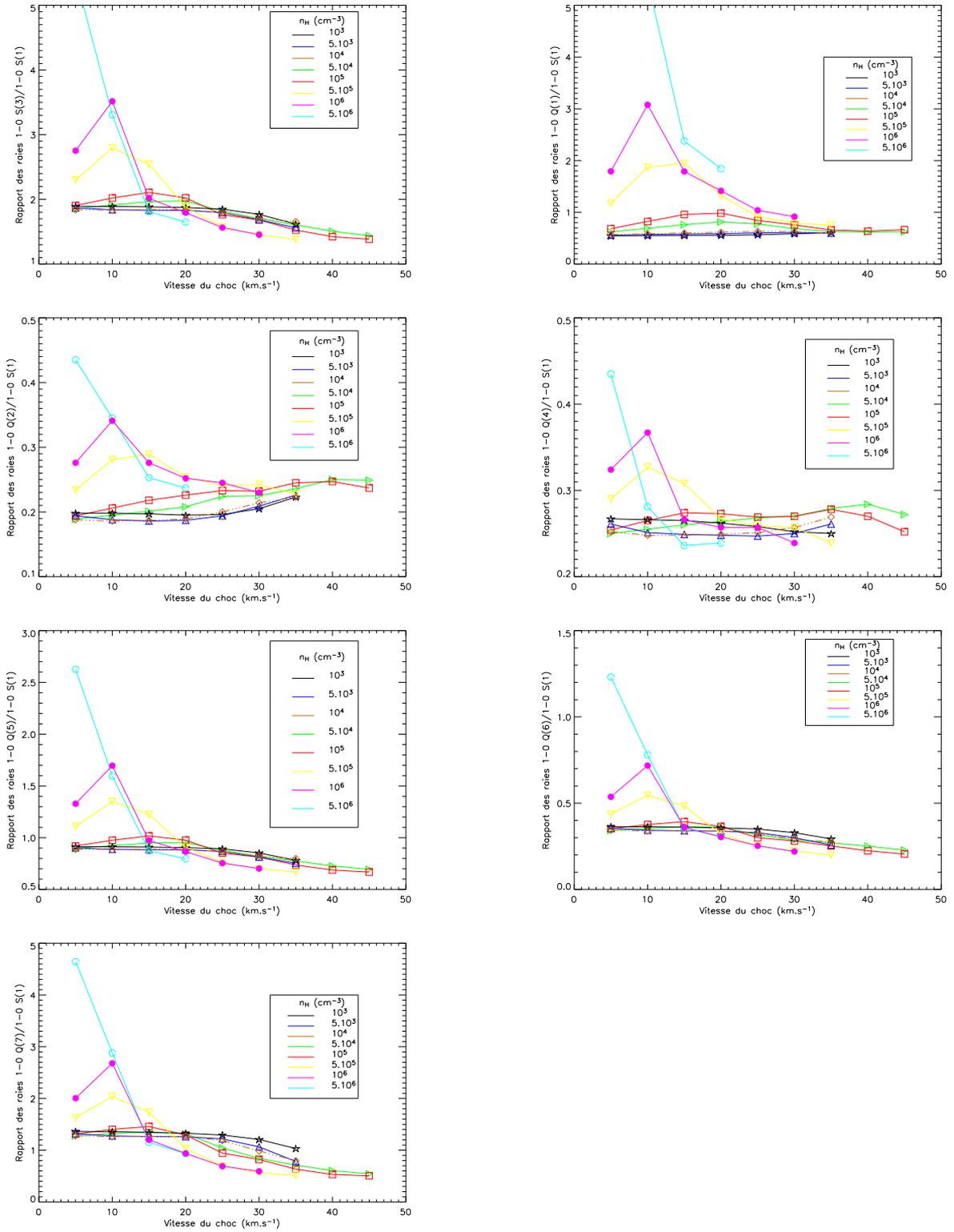


FIG. C.2 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.

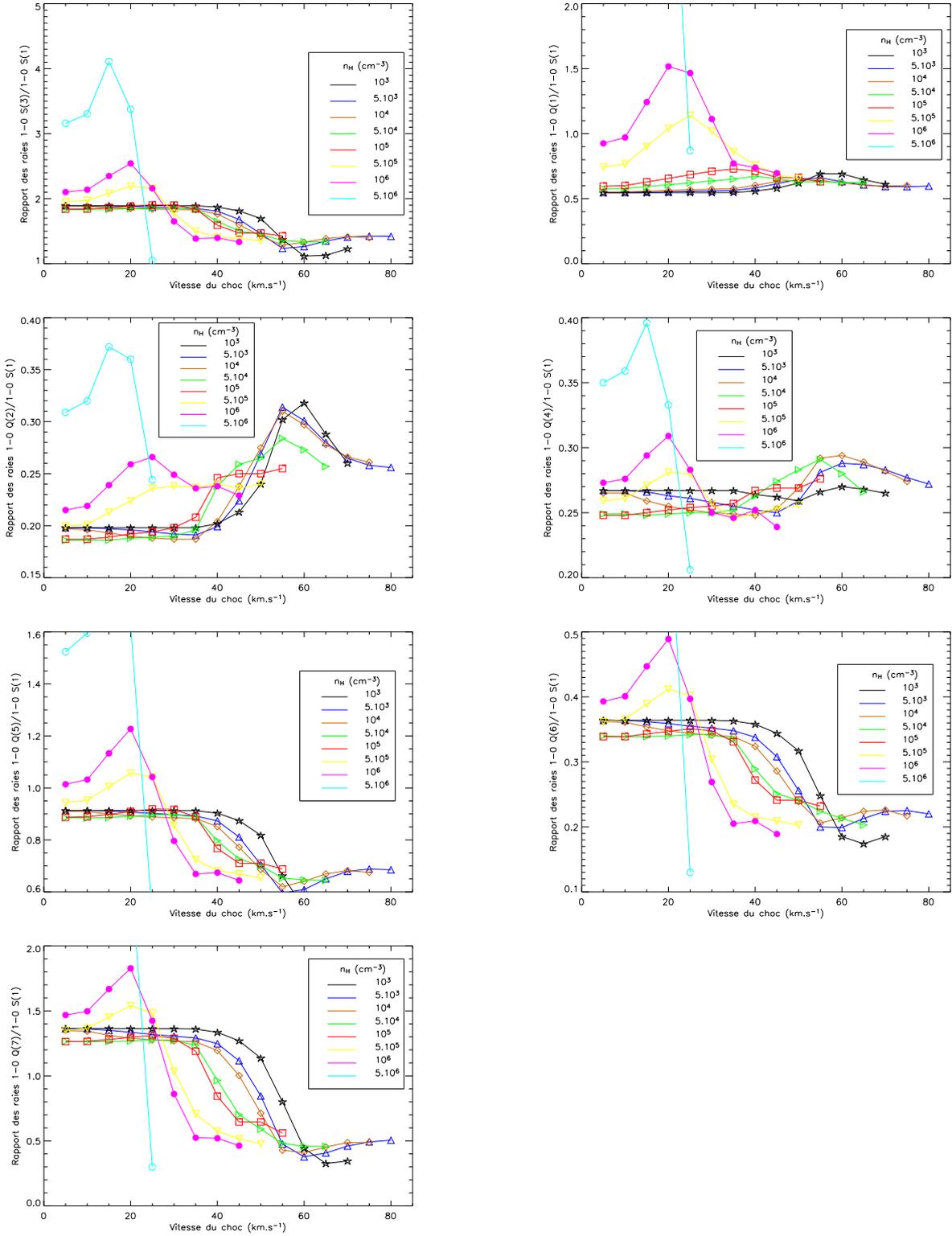


FIG. C.3 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.

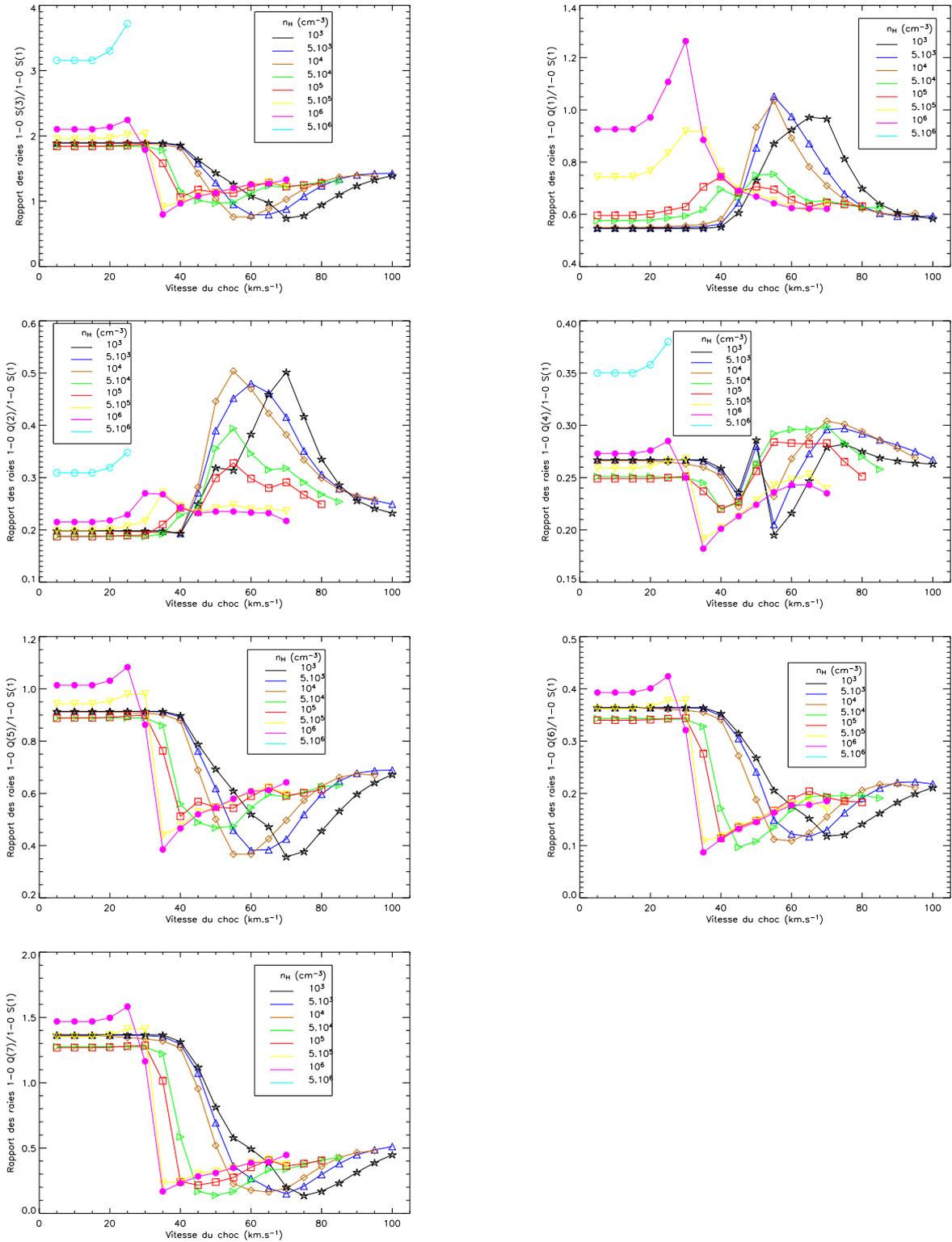


FIG. C.4 – Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.

Annexe D

Paramètres utilisés dans les modèles de chocs et de PDRs

Annexe E

Articles

H₂ excitation imaging of the Orion Molecular Cloud^{*}

L. E. Kristensen¹, M. Gustafsson¹, D. Field^{1, **}, G. Callejo^{2, 3}, J. L. Lemaire^{2, 3, **},
L. Vannier², and G. Pineau des Forêts⁴

¹ Department of Physics and Astronomy, University of Aarhus, 8000 Aarhus C, Denmark

² Observatoire de Paris-Meudon, LERMA and UMR 8112 of the CNRS, 92195 Meudon Principal Cedex, France

³ Université de Cergy-Pontoise, LERMA and UMR 8112 of the CNRS, 95806 Cergy Cedex, France

⁴ Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, 91405 Orsay Cedex, France

Received 30 January 2003 / Accepted 11 August 2003

Abstract. Observations are reported of IR emission in H₂, around 2 μ m in the *K*-band, obtained with the ESO 3.6 m telescope using the ADONIS adaptive optics system. Data cover a region of the Orion Molecular Cloud north of the Trapezium stars and SW of the Becklin-Neugebauer object. Excellent seeing yielded diffraction limited images in the $v = 2-1$ S(1) line at 2.247 μ m. Excitation temperature images were created by combining these data with similar data for H₂ emission in the $v = 1-0$ S(1) line reported earlier (Vannier et al. 2001). Shock models are used to estimate densities in emitting clumps of material. In local zones with high excitation temperatures, post-shock densities are found to be as high as several times 10⁸ cm⁻³, an order of magnitude denser than our previous estimates. We propose that the nature of these zones is dictated by the combined activity of shocks, which create dense structures, and the powerful radiation field of θ^1 C Ori which photoevaporates the boundaries of these structures.

Key words. ISM: individual objects: OMC1 – ISM: kinematics and dynamics – ISM: molecules – shock waves – ISM: lines and bands

1. Introduction

The Orion Molecular Cloud, OMC1, lying at the heart of the Orion Nebula (Ferland 2001; O'Dell 2001), is a region in which powerful outflows from massive young stars interact strongly with the parent gas from which they formed. This contributes, it is believed, to the formation of further massive stars (Elmegreen & Lada 1977) and an extensive population of low mass stars. The Trapezium cluster and the region around it, which includes both OMC1 and the Becklin-Neugebauer (BN) object, itself a young and massive B-star (Gezari et al. 1998), contains several hundred very early low mass stars within a region of scale 0.5 pc. The age of the cluster is of the order of 10⁶ years (Hillenbrand 1997; Palla & Stahler 1999; Luhman et al. 2000).

An understanding of how massive stars influence the formation of compact bodies in the surrounding gas is based on the hypothesis that outflows from massive stars may shock-compress the local gas, triggering the formation of stars, brown dwarfs or free-floating objects of planetary mass

(Lucas & Roche 2000; Zapatero Osorio et al. 2000; Boss 2001). This mechanism, if operational, has far-reaching consequences for star formation in many regions of the Galaxy and in external galaxies, making an important contribution to the initial mass function (IMF) for objects in the low mass range. The Galactic IMF has been extensively studied, especially in Orion, e.g. Luhman et al. (2000), in which studies extend down to 0.02 M_{\odot} .

In recent work (Vannier et al. 2001, hereafter V2001), we attempted quantitatively to test the shock compression hypothesis in OMC1, examining the distribution of scale sizes of regions brightly emitting in H₂ (e.g. Allen & Burton 1993; Schild et al. 1997; Chen et al. 1998; Stolovy et al. 1998; Schultz et al. 1999) and using theoretical shock models (Wilgenbus et al. 2000) to reproduce the observed brightness of emission in the H₂ $v = 1-0$ S(1) line at 2.121 μ m. The results in V2001 showed that clumps of gas emitting in the $v = 1-0$ S(1) line do not form a fractal size distribution but rather display a preferred scale size lying between 1''.4 to 1''.8, that is 3×10^{-3} to 4×10^{-3} pc given a distance to Orion of 460 pc (Bally et al. 2000). It was found that the passage of magnetic (C-type) shocks, with velocities of ~ 30 kms⁻¹, impinging on gas of preshock number density 10⁶ cm⁻³, could yield the very bright H₂ emission observed. The passage of the shock was found to compress gas to number densities ($n_{\text{H}} + 2n_{\text{H}_2}$) of several times 10⁷ cm⁻³. V2001 found that one clump in the field (region 1, below) may be

Send offprint requests to: D. Field,
e-mail: dfield@phys.au.dk

^{*} Mainly based on observations performed at the ESO/La Silla 3.6 m telescope. Reference is also made to observations performed at the CFHT 3.6 m telescope.

^{**} Visiting astronomer at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

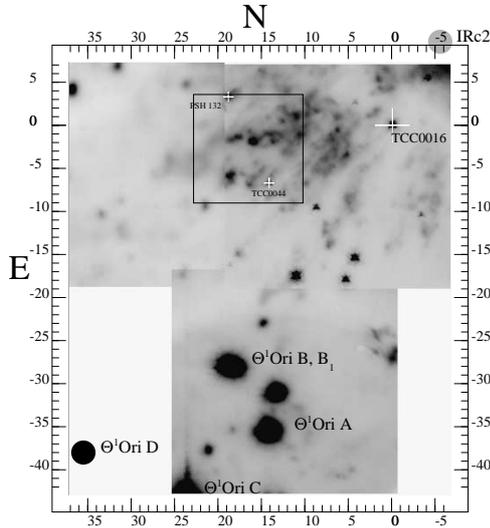


Fig. 1. A finding chart, recorded at $2.121 \mu\text{m}$ (H₂ emission + continuum), showing the area in which observations are presented, extending approximately from $11''$ to $23''$ to the East, $3''$ to the North and $9''$ to the south of TCC0016 (marked as a large white cross). TCC0016 lies at $05^{\text{h}}35^{\text{m}}14.91, -05^{\circ}22'39''.31$ (J2000). The positions of the Trapezium stars and IRc2 are also shown relative to TCC0016. Two stars used for image registration, PSH132 and TCC0044 located at $19''$ E, $3''$ N and $14''$ E, $7''$ S of TCC0016, are also indicated. The box identifies the zone studied in the present work.

gravitationally unstable and may be a potential site for future low mass star formation. This result is consistent with the stellar density in the Trapezium cluster, which would yield one star on average in the volume of gas observed (Luhman et al. 2000).

In the present work we consider, as in V2001, a small part of OMC1 in a region centered $\sim 45''$ north of the Trapezium cluster, reporting data in the $v = 2-1$ S(1) line at $2.247 \mu\text{m}$, at high spatial resolution, obtained using adaptive optics.

2. Observations and data reduction

A finding chart for the region observed, recorded in the $v = 1-0$ S(1) line, is given in Fig. 1. The brightest H₂ emission is centered around $10''$ E of the reference star TCC0016 and is the region originally designated as “Peak 2” in Beckwith et al. (1978). BN lies $20'.3$ to the north-west of TCC0016, that is, 0.045 pc.

The ADONIS Adaptive Optics (AO) system at the ESO 3.6 m telescope was used for the observations, which took place on 27th to 29th December 1996. ADONIS was equipped with the infra-red Sharp-NICMOS camera (256×256 pixels). At the time of our observations the seeing was exceptionally good, lying between 0.3 and 0.4 arcsec, and the lens set was used which gave a resolution of 50 mas/pixel, with a field of view of $12.8'' \times 12.8''$. Data recorded here in the H₂ $v = 2-1$ S(1)

line are used in conjunction with data in $v = 1-0$ S(1), where the latter have already been reported in V2001. In all sets of data, isolation of spectral lines and observation of the continuum at $2.179 \mu\text{m}$ were achieved using a Fabry-Perot interferometer with a resolution of $\lambda/1000$, that is, $\pm 150 \text{ km s}^{-1}$.

The northerly extent of the field which we were able to observe was restricted by the availability of only a single star, θ^1 B Ori, as a sufficiently bright reference for wavefront sensing. The field reported here consists of a single frame ($12'.8 \times 12'.8$), centered $16'.8$ E and $3'.4$ S, relative to TCC0016 (see Fig. 1) and chosen for its strong $v = 2-1$ emission. The Strehl ratio, the ratio of the peak intensity of the measured point-spread function (PSF) to the theoretical maximum for a telescope with perfect optics and no atmosphere, diminishes as the distance from the reference star increases. θ^1 Ori B lies at the south-eastern corner of our image, with the north-west corner of our field $\sim 45''$ away. This corresponds to a size of the order of that of the isoplanatic patch at $2 \mu\text{m}$, the area beyond which AO correction may be significantly degraded. The size of the isoplanatic patch depends on the outer scale of turbulence, a poorly characterized parameter, and much larger isoplanatic patches have been reported. It turned out that the excellent seeing at the time of our observations allowed us to achieve mean-diffraction limited correction throughout the field, including faint objects. The resolution in our images corresponds to a Strehl ratio between 0.37 and 0.5 . In order to obtain a representative point spread function, we chose to record θ^1 Ori D to the SE (see Fig. 1), rather than θ^1 Ori B, since θ^1 Ori D lies at a distance from our field more representative for the full field than θ^1 Ori B. Numerous observations were performed of θ^1 Ori D throughout data taking, since it is important for data reduction to use a PSF appropriate to the time of and therefore the seeing for any particular image acquisition.

Data reduction to obtain a H₂ image was performed so as to take account of any temporal variability of the sky background, spatial variations in the sensitivity of the detector (flat-fielding), differences in the sky brightness at different wavelengths and differing efficiencies of the detection system for the different Fabry-Perot settings. Dark counts were subtracted and bad pixels and noise due to cosmic rays removed.

Since we seek to ratio the images in $v = 1-0$ and $v = 2-1$ S(1), it is essential that brightness estimates are as free as possible from differential effects between the two lines. In this regard atmospheric absorption in these lines must be considered. Data obtained (Dec. 2000) on the Canada-France-Hawaii Telescope, using a combination of the PUEO adaptive optics system and Fabry-Perot interferometry (“GrIF”; Clénet et al. 2002), as well as extensive data in Chrysostomou et al. (1997), reveal that OMC1 as a whole contains H₂ emission which shows velocity shifts, relative to Earth, of between $+60$ to -10 km s^{-1} . Using the atmospheric absorption line atlas of Livingston & Wallace (1991), we find that there is negligible absorption for the $v = 1-0$ line in all cases, save over a very narrow range of velocities around $+30 \text{ km s}^{-1}$ for which an absorption of $\sim 7\%$ is found. For the $v = 2-1$ line, the situation is similar with a weak absorption feature again of $\sim 7\%$ at around $+33 \text{ km s}^{-1}$. GrIF data show that the regions studied span the range of velocity which includes these values. Thus differential absorption

may introduce systematic errors into estimates of excitation temperature, but of only a few per cent. The effect cannot be accurately determined and we choose to ignore it in the present work.

A further consideration is that the $v = 2-1$ line will be less reddened than the $v = 1-0$ line. The factor between the two is $\sim(\lambda_1/\lambda_2)^{-1.7}$ (Mathis 1990), that is, the $v = 2-1$ line may be overestimated by $\sim 10\%$ compared to the $v = 1-0$ line. We present results here for data uncorrected for this imprecisely known differential absorption. If included, excitation temperatures estimated below would be reduced by $\sim 5\%$. Absolute values of brightness may however be underestimated due to dust obscuration (Rosenthal et al. 2000), but this does not in itself affect estimation of excitation temperatures.

Data for the $v = 2-1$ S(1) line and at $2.179 \mu\text{m}$ in the continuum, free from H₂ emission, were deconvolved with the appropriate point-spread functions, using the technique of Subtractive Optimally Localized Averages, SOLA (Pijpers 1999). This method has been shown to preserve the smallest scales in the data more effectively than the standard methods of Maximum Entropy and Richardson-Lucy (Vannier 2001; Hook 1999 and references therein), yielding otherwise very similar results. Implementation of SOLA involves as input some “target” resolution which it is the aim of deconvolution to achieve. If this target represents too high a resolution, the penalty will be an unacceptable level of noise. In the present data we were able, with acceptable noise, to achieve a spatial resolution, uniform within the image, of $0''.15$. Absolute fluxes were obtained by calibration using both the standard star HD71264, at $08^{\text{h}}26^{\text{m}}18^{\text{s}}.15$, $-05^{\circ}51'49''.8$ (J2000), with a K magnitude of 8.538 (DENIS Standard Stars: see <http://cdsweb.u-strasbg.fr/denis.html>) and TCC0016, whose K' band calibration is given in McCaughrean & Stauffer (1994). Images of the $v = 2-1$ S(1) emission were obtained by subtraction of the deconvolved continuum image at $2.179 \mu\text{m}$ from that at $2.247 \mu\text{m}$, noting that the continuum itself shows very little emission save that from stars in the field. The region is strongly illuminated by the Trapezium stars (see below) and absence of continuum emission indicates that very small dust particles, which show bright K -band emission in photon dominated regions (PDRs: e.g. NGC 7023: Lemaire et al. 1996), are absent in this part of OMC1 (Ferland 2001). Images extracted in the same manner as described above, but for the $v = 1-0$ S(1) line, may be found in V2001.

Excitation temperature images were created by forming a ratio of the $v = 2-1$ and $v = 1-0$ S(1) images. This places a stringent requirement on registration of the separate images. Two stars in the field were used for image registration, namely PSH132 and TCC0044 located $19''\text{E}$, $3''\text{N}$ and $14''\text{E}$, $7''\text{S}$ respectively of TCC0016 (see Fig. 1). Cuts through these stars show that superposition of the two sets of data may be performed with an accuracy of ± 1 pixel on the full field. Thus ratio images could be made without significant loss of spatial resolution. (Data recently acquired using the Canada-France-Hawaii Telescope have enabled us to perform registration of $v = 2-1$ and $1-0$ S(1) images using 10 stars in the field. Results confirm the registration of the images presented here.)

Referring to $v = 1$, $J = 3$ as level 1 and $v = 2$, $J = 3$ as level 2, both of the same degeneracy, the excitation temperature may be expressed as

$$T_{\text{ex}} = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \frac{n_1}{n_2}} \quad (1)$$

where $E_2 - E_1 = 3892.4 \text{ cm}^{-1}$, and n_i are the populations of level $i = 1, 2$. The column densities, N_i , and hence the relative populations can be obtained from the observed brightness, I_i , using

$$N_i = \frac{4\pi\lambda_i I_i}{hc A_i} \quad (2)$$

where λ is the wavelength and A is the Einstein A -value for the corresponding line ($3.47 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ for $v = 1-0$ S(1) and $4.98 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ for $v = 2-1$ S(1); Wolniewicz et al. 1998).

The resulting H₂ excitation image can be seen in Fig. 2. To avoid unacceptable levels of noise in forming this image, all emission in the $v = 1-0$ and $v = 2-1$ S(1) lines weaker than $7 \times 10^{-7} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ($\sim 10\%$ of the maximum in the $2-1$ line and $\sim 2\%$ of the maximum in the $1-0$ line) was excluded. Details of two illustrative objects within Fig. 2 are shown in Figs. 3 and 4, which also show the corresponding $v = 1-0$ and $2-1$ data. The data show surprisingly clear excitation structure, ranging from excitation temperatures of 1500 K to >5000 K. There is a tendency for the emitting clumps of H₂ to show a hot edge. In addition, edges have a clear propensity to face south to south-west.

Cuts through objects 1 and 2 are shown in Figs. 5a, b, which illustrate that the excitation temperature in these zones can rise to more than 5000 K. Errors in the excitation temperatures quoted here and subsequently are $\pm 10\%$ for 3σ . Values of T_{ex} in hot zones lie in general around 3500 K to 4000 K. In cooler zones, values of T_{ex} congregate around 2500 K. A significant feature is that the edge of hot zones tends to be very abrupt, as shown in Fig. 5b.

A comparison may be made between excitation temperatures reported here and the excitation temperature(s) deduced from Boltzmann plots, that is, of (N_i/g_i) vs. E_i , where N_i is the column density of level i , and g_i and E_i the multiplicity and energy of level i respectively, using the ISO-SWS data of Rosenthal et al. (2000). The latter data integrate the emission in an area in the plane of the sky of $\sim 15''$ by $30''$ in the region of Peak 1. This region, lying to the north of IRc2 (see Fig. 1) and about 3 times larger than the present region, suffers excitation processes similar in nature to those in Peak 2. The excitation temperature in the range of energies including $v = 2$, $J = 3$, spatially averaged over the ISO-SWS beam, is of the order of 3000 K in Rosenthal et al. (2000) or 3300 K according to Le Bourlot et al. (2002). It is evident therefore that the hot zones observed in the present work, very small on the scale of the ISO-SWS beam, are rather hotter than in general for OMC1 and represent a different set of physical conditions than the average for OMC1 as a whole.

Absolute values of brightness of H₂ emission in hot and cold zones in Figs. 2–4 provide an additional diagnostic of the prevalent physical conditions. The average value of brightness

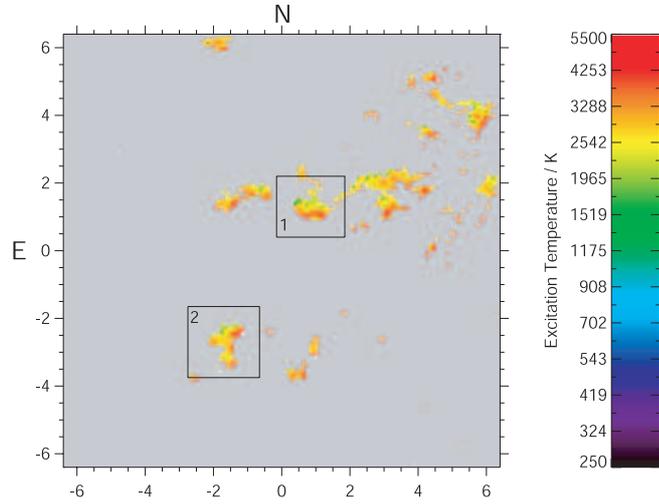


Fig. 2. An “excitation image” of the $12'8 \times 12'8$ region of OMC1, identified in Fig. 1, represented by an image of the excitation temperature as estimated using Eqs. (1) and (2). The centre of the image, designated (0,0), is located at $05^{\text{h}}35^{\text{m}}16.03, -05^{\circ}22'46''.7$ (J2000), displaced $16''.8$ E and $3''.4$ S from the (0,0) position (TCC0016) in Fig. 1. The area in grey represents regions in which emission is below specified signal levels (see text). Boxes labelled 1 and 2 refer to data in Figs. 3 and 4.

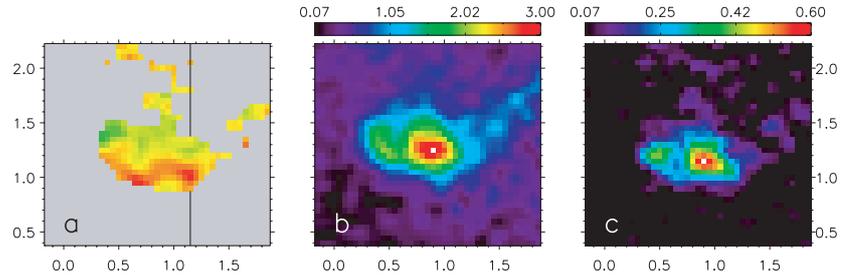


Fig. 3. **a)** A detail of region 1, identified in the excitation image in Fig. 2, **b)** corresponding emission in $\nu = 1-0$ S(1) and **c)** in $\nu = 2-1$ S(1). The line in Fig. 3a indicates the position of the cut taken in this image to form the data shown in Fig. 5a. The colour bars for brightness in **b)** and **c)** are in units of $10^{-5} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

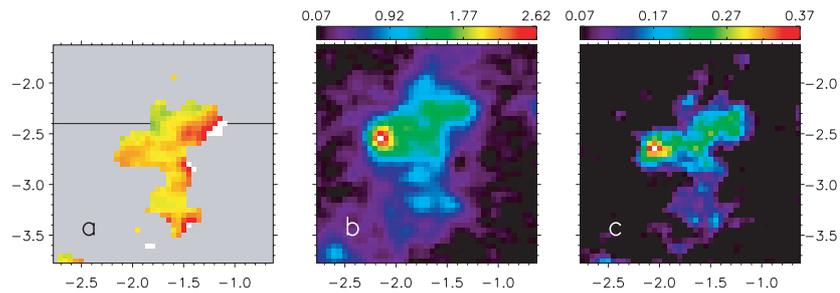


Fig. 4. As in Fig. 3, but for region 2, see Fig. 2. The line in **a)** indicates the position of the cut taken in this image to form the data shown in Fig. 5b. The colour bars for brightness in **b)** and **c)** are in units of $10^{-5} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

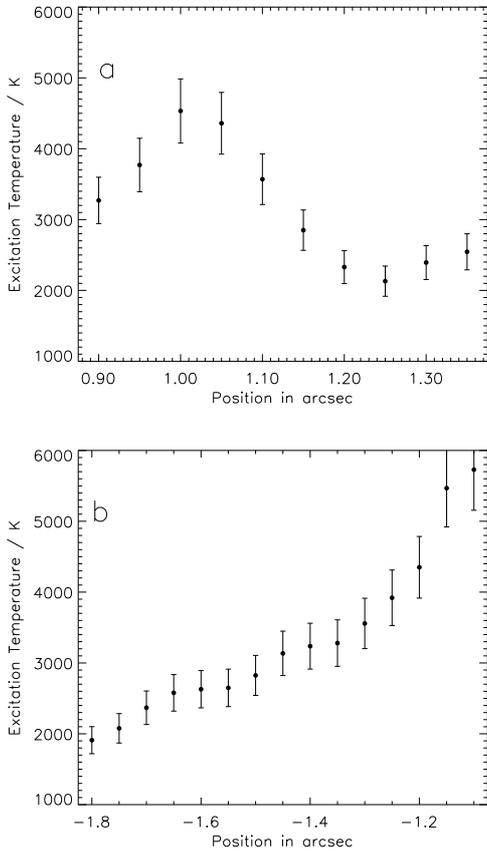


Fig. 5. a) A cut through the excitation image in Fig. 3a, region 1, in a direction N-S, 1'15 west of the centre of the excitation image in Fig. 2, showing the variation of excitation temperature with position. b) A similar cut for region 2 in the E-W direction, 2'4 south of the centre of the excitation image.

of the $v = 1-0$ S(1) line in hot zones with $T_{\text{ex}} > 3300$ K is $8.5 \pm 2.7 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ (1σ) whereas the cooler zones possess a higher brightness of between 1 and $3 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$.

3. Discussion of the observations

H₂ emission in OMC1 arises from both heating through shocks (V2001 and see below), and from photon excitation in PDRs (Störzer & Hollenbach 1999 (SH99); Sternberg & Dalgarno 1989; Black & van Dishoeck 1987; Black & Dalgarno 1976). PDRs are characterized by high excitation temperatures, e.g. >5000 K for the S(1) $v = 2-1$ and $1-0$ lines, at any rate for low number densities, that is, $\leq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Sternberg & Dalgarno 1989). In the discussion that follows,

we consider first the influence of shocks and then turn to the influence of the PDR generated by θ^1 C Ori.

3.1. The influence of shocks

Our aim is to identify shock conditions which reproduce the observed range of excitation temperatures using shock models. Our discussion proceeds with the proviso that shock models do not yet yield a definitive description of the origin of H₂ emission. Indeed, models in general experience considerable difficulties in describing data for H₂ emission spectrum in such objects as the Orion bullets (e.g. Tedds et al. 1999).

Since the region may be permeated by magnetic fields (Norris 1984; Crutcher et al. 1999) and the gas is at least weakly ionized, shock models include not only J-type (Hollenbach & McKee 1989; Lim et al. 2002) and but also continuous-type (C-type) shock waves. The latter have been investigated by Draine et al. (1983), Pineau des Forêts et al. (1988), Smith & Brand (1990), Kaufman & Neufeld (1996a,b), Timmerman (1998), Wilgenbus et al. (2000), whose results were used in V2001, and most recently by Le Bourlot et al. (2002). The latter extends the work of Wilgenbus et al. (2000), showing that C-type shocks may propagate at considerably greater velocities than was previously believed, increasing the range from around 30 km s^{-1} to $> 50 \text{ km s}^{-1}$ depending on the gas density (see below). The model of Le Bourlot et al. (2002) used here abides by the relationship that the transverse magnetic induction is given by $B(\mu\text{G}) = [n(\text{cm}^{-3})]^{1/2}$, in contrast to the models reported for example in Smith (1991) and Smith et al. (1991) which invoke very high magnetic fields. Using the new model of Le Bourlot et al. (2002), the range of C-type shock speed and pre-shock gas density explored in the present work is therefore considerably enlarged over that investigated using the results of Wilgenbus et al. (2000) in V2001. The range of densities and shock speeds covers preshock values of $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ to 10^7 cm^{-3} and shock speeds of $10 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{shock}} \leq v_{\text{crit}}$, where v_{crit} is the maximum velocity at which a C-type shock is able to propagate in the medium for any chosen pre-shock density, ranging from $\geq 50 \text{ km s}^{-1}$ for $n = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ to $\sim 24 \text{ km s}^{-1}$ for $n = 10^7 \text{ cm}^{-3}$. The steady-state code treats, in planar geometry, the hydrodynamics of the shock and the detailed chemistry in a self-consistent manner, including for example the chemistry-dependent cooling of the post-shock gas. Level population densities of H₂ ro-vibrational states are computed, in parallel with the chemical and dynamical variables. In the models to which we refer below, the ortho/para H₂ ratio is assumed to be 3 in the pre-shocked gas. We note that these latest shock models, which include the most recent collisional cross-section data (Le Bourlot et al. 2002), overcome the difficulties experienced in earlier shock models (e.g. Burton et al. 1990) in treating high density regions of $>10^5 \text{ cm}^{-3}$.

We initially consider the possibility that in any clump, such as those in Figs. 3 and 4, we are observing generic structure in the emission of a shock, seen edgewise on, and that the observed excitation temperature structure reflects the cooling profile of the shock itself. In this physical model, observations

require that the width of the shocked region is of the order of a few hundred AU. This limits pre-shock densities to $<10^5 \text{ cm}^{-3}$. In order to achieve a brightness in the S(1) $v = 1-0$ line in excess of $10^{-5} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, this turns out to require velocities of 40–50 km s^{-1} . Computed excitation temperature profiles however show T_{ex} remaining roughly constant, at 2600 K to 2800 K, throughout the emitting zone. Hence excitation temperature profiles do not resemble those observed (Figs. 5a, b) and we conclude that this edgewise-view model is not correct.

Turning first to a suitable model for the high T_{ex} zones, a large range of C- and J-type shocks has been explored in order to try to reproduce the high observed excitation temperatures. For C-type shocks, the only group which yield T_{ex} of 3500–4000 K are those which involve shock velocities of 25 to 30 km s^{-1} impinging on gas at a pre-shock density of $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (or higher, but with correspondingly lower shock velocities). For example, a shock velocity of 28 km s^{-1} in gas of pre-shock density $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ yields $T_{\text{ex}} = 3800 \text{ K}$ and a post-shock density of $1.1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ at 10 K. However the calculated brightness in the $v = 1-0$ S(1) line is $7 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, whereas the observed average brightness is ~ 10 times lower. We find no C-type shocks which yield a high excitation temperature accompanied by the observed lower brightness, that is, lower brightness than in low T_{ex} zones.

Slower J-type shocks turn out to be better candidates to describe high excitation temperature zones. It is possible to identify a limited range of J-shock velocities and pre-shock densities which yields the observed excitation temperature and a suitable H₂ emission brightness. For example a J-type shock of velocity 15 km s^{-1} , impinging on pre-shock gas at a density of 10^6 cm^{-3} , yields a brightness in the $v = 1-0$ S(1) line of $3.4 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ and in $v = 2-1$ S(1) of $1.0 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. This corresponds to $T_{\text{ex}} = 3650 \text{ K}$, representative of hot zones. The post-shock density at 50 K is estimated to be $1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. This and similar shock models provide a brightness between 2 and 3 times less than the observed average value of $8.5 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ in the 1–0 S(1) line. A higher preshock density may be chosen to yield the observed figure. However, as we describe in section 3.2, there is a PDR contribution to the emission of comparable magnitude to that provided by the shock and the uncertainties in both the shock and PDR models do not warrant more detailed estimates of shock speeds and densities. Despite this complexity, the $v = 2-1/1-0$ S(1) line ratio appears to be a good diagnostic of the physical conditions in the sense that high T_{ex} clearly implies high pre- and post-shock gas densities. The model width of the J-shocks mentioned above is a small fraction of 1 AU. Thus we postulate that the medium is under continuous shock excitation and is subject to a large number of small scale shocks, since these features together would yield the extended emission observed.

As described in V2001, which used the models described in Wilgenbus et al. (2000), C-type shocks are essential to reproduce the level of $v = 1-0$ S(1) emission in the brightest regions. Thus the brightly emitting zones of low excitation temperature, where the greatest $v = 1-0$ S(1) emission is found, can be modelled as C-type shocks involving pre-shock densities of the order of 10^6 cm^{-3} , post shock densities of a few $\times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ at 10 K, with accompanying shock velocities

of 25–30 km s^{-1} . The observed 1–0/2–1 line ratio in cooler parts of region 1, for example, is 7.0 ± 0.3 around the peak of emission. The C-type shock models mentioned yield results which span this range, running from 9.6 to 5.0 or $T_{\text{ex}} = 2200$ to 2900 K. Models predict a brightness in the $v = 1-0$ S(1) line of 3 to $6 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ and are therefore also consistent with or a little brighter than values recorded in our observations.

In the shock interpretation outlined above, the excitation image is seen effectively to trace gas density and we conclude that clumps of material possess very dense regions. Using the scale size of $3.5 \pm 0.5 \times 10^{-3} \text{ pc}$ derived in V2001, it was shown in V2001 on the basis of the Jeans length that gravitational instability may set in for number densities in excess of $\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$, for the largest of the clumps (region 1 in Fig. 2). It now appears that parts of this and other objects possess albeit small regions with number density of several times 10^8 cm^{-3} and therefore that the total mass contained within these clumps is somewhat larger than previous estimates of $\sim 0.1 M_{\odot}$. This strengthens the conclusion of V2001 that region 1, for example, may contain sufficient material for low mass star formation.

In this connection, a new element in our interpretation arises from spatially and velocity resolved GriF data for H₂ emission in OMC1 (see Sect. 2; Gustafsson et al. 2003). We interpret these data as showing evidence that some of the OMC1 clumps may already possess protostars buried within them. Since outflow is characteristic of protostars (André et al. 1993; Evans 1999; Eisloffel et al. 2000), these clumps therefore suffer shocks originating from flows within the clumps rather than from an external source alone, such as the well characterised outflow from the BN-IRc2 zone (Doi et al. 2002). If a clump contains a protostar, H₂ emission then represents a later post-collapse stage of star formation, rather than the hastening of star formation through shock accumulation of dense material prior to gravitational collapse.

3.2. The influence of $\theta^1 \text{C Ori}$

The region observed is exposed to the far-UV radiation field of the Trapezium stars, of which the dominant contributor is the O-star $\theta^1 \text{C Ori}$, $\sim 0.09 \text{ pc}$ distant from the H₂ emitting clumps. We initially set aside the high densities that arise in the shock model of Sect. 3.1 and consider purely PDR excitation.

$\theta^1 \text{C Ori}$ generates a radiation field of $2-3 \times 10^5$ times the standard interstellar field ($G_0 = 2-3 \times 10^5$), including appropriate attenuation by dust in the HII outflow, as discussed in SH99. We note that estimates of G_0 could be too low by an order of magnitude (Ferland 2001), but that predictions of PDR models are insensitive to variation of G_0 over this range (SH99). With $G_0 = 2.5 \times 10^5$, $n = 4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, including 2.6 km s^{-1} of advective heating, SH99 reports a brightness of $4.2 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ in the $v = 1-0$ S(1) line. This is ~ 7 times lower than the brightness of the central 0'8 of region 1, for example (V2001). With the same model parameters, the $v = 2-1$ line brightness predicted in SH99 is $3.8 \times 10^{-7} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$, whereas the observed is $\sim 5 \times 10^{-6} \text{ Wm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$. Results in SH99 correspond to an excitation temperature of $\sim 2000 \text{ K}$. Data in SH99 represent the most extreme PDR conditions which have been explored and

thus no known PDR model can account for the present observations. There must nevertheless be a PDR contribution to the H₂ emission, as subsequently discussed.

In addition, θ^1 C Ori can also generate a shock in the zone of interest. The mass loss rate of θ^1 C Ori is $\sim 4 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ with a velocity of 1000 km s^{-1} (Howarth & Prinja 1989; O'Dell 2001). This corresponds however to an energy flux of material in the region of H₂ emission which is 2 to 3 orders of magnitude too small to drive the shocks described in Sect. 3.1. Thus shocks from θ^1 C Ori cannot account for the structure observed in the excitation temperature image. Rather the form of this image arises because the H₂ emission zones represent dense clouds within an HII region, subject both to shocks and PDR excitation, as we now describe.

We combine the effects of shocks, discussed in Sect. 3.1, with the environment generated by θ^1 C Ori. The general nature of this environment in the zone of interest has been extensively studied. The HII region associated with the Trapezium cluster is very well-documented and its morphology is known in detail (Ferland 2001; O'Dell 2001; Wen & O'Dell 1995). Following Wen & O'Dell (1995), the main wall of the HII region lies 0.15 to 0.2 pc beyond the region observed. This is corroborated, for example, by recent data in Takami et al. (2002), who describe the morphology of the HII zone around the Trapezium stars, using [FeII], HeI and Pa β lines as diagnostic of the presence of the HII region. These data show that the present region is overrun by the HII zone and thus that the clumps observed are dense fragments, surviving in the HII region around the Trapezium stars (O'Dell 2001). This is supported by the fact that high T_{ex} regions are generally sharp-edged, where the expansion of the HII zone is effectively inhibited by the high density. Thus we interpret the form of the excitation temperature images in terms of a combination of shocks, which build high density, and an intense far-UV photon field from the south, largely from θ^1 C Ori, which scours away less dense material through photoevaporation. This latter aspect is analogous to the photoevaporation model of circumstellar disks, so-called ‘‘proplyds’’ (Henney & O'Dell 1999). Only dense gas survives when unshielded from θ^1 C Ori – providing the mass reservoir is large enough. This gives a qualitative explanation for the generally southern facing morphology of the hot dense zones, pointing towards the Trapezium cluster.

In this combined photoevaporation-shock description, the radiation field of θ^1 C Ori falls upon very dense material, with $n \geq 10^8 \text{ cm}^{-3}$, 2 orders of magnitude denser than in proplyd photoevaporation models of SH99. In order to estimate the brightness generated in the H₂ lines for such a dense region, a PDR model has been run using $G_0 = 2.5 \times 10^5$ and number densities between 10^8 cm^{-3} and $7.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. This model, based on a code described in Abgrall et al. (1992), involves purely the fluorescence mechanism of excitation of H₂. We find that the model generates a surface brightness of 1.5 to $2 \times 10^{-6} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ in the $v = 1-0$ S(1) line and 6 to $7 \times 10^{-7} \text{ W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ in the $v = 2-1$ S(1) line. Thus photon excitation makes a significant contribution to the H₂ emission brightness, very comparable with the J-type shocks discussed in Sect. 3.1 and yielding the same excitation temperature. Moreover since this PDR model does not include

advective flow, which should be present, the true emission brightness due to the FUV field of θ^1 C Ori will be greater than the estimates mentioned. These considerations largely remove the discrepancy between observation and calculated brightness, found for the J-shock alone, as discussed in 3.1.

The photoevaporation model proposed in SH99 may also provide some basis for our inference, drawn from shock models, that shocks are both C-type and J-type within closely lying regions. C-type shocks require the presence of transverse magnetic induction, whereas J-type assume that this is absent or that the degree of ionization in the region is negligible. SH99 (and references therein) show that the effects of an intense FUV field falling upon dense material is to generate a neutral outflow. One may speculate that neutral outflowing material may drag ions and electrons away with it, creating a zone of low ionization, relatively devoid of magnetic induction, in which J-type shocks may propagate. A further possibility is that shocks in high T_{ex} zones do not achieve a steady state and we are observing the J-type region which accompanies the developing C-type shock.

A further point arises which may stimulate new observations. The combination of shocks and a PDR as above would yield a velocity spectrum of H₂ showing a narrow line for the PDR, superposed on broader shock emission. Thus high spectral resolution spectro-imaging of these regions, with a spatial resolution of $\sim 0''.2$, would yield data which provide a useful test of the model proposed. Existing data in Chrysostomou et al. (1997) or Salas et al. (1999) is of sufficient spectral resolution but has a spatial resolution of no better than $\sim 1''.6$.

4. Concluding remarks

The observational data presented here for $v = 2-1$ S(1) H₂ emission provide evidence for highly structured excitation temperatures and densities in clumps of gas in Orion. In a fraction of the volume of these clumps, densities deduced from shock models are an order of magnitude higher than previous estimates in V2001, where the latter were based solely upon $v = 1-0$ S(1) emission. We propose that the density structure of the clumps, a few times 10^7 cm^{-3} in the bulk, but in excess of 10^8 cm^{-3} at the high excitation temperature south-facing edges, is dictated by a combination of energetic shock compression and radiative evaporation. The emission of H₂ is formed in the body of the clumps by C-type shocks. However at the edges, facing θ^1 C Ori, emission is generated through roughly equal contributions from J-type shocks and the PDR created by the intense FUV field of θ^1 C Ori. The radiation field competes with the shock-induced process of accumulation of material, stripping away less dense matter at the fringes of the clumps and leaving behind only very dense regions facing in the direction of the Trapezium stars.

Acknowledgements. DF, LEK and MG would like to acknowledge the support of the Aarhus Centre for Atomic Physics (ACAP), funded by the Danish Basic Research Foundation. DF would also like to acknowledge support received from the Observatoire de Paris Meudon during the period of this work. JLL and GC would like to acknowledge the support of the PCMI National Program, funded by the CNRS in cooperation with the CEA and IN2P3. We also wish to thank the

Directors and Staff of ESO and of the CFHT for making possible observations reported in this paper. Thanks are also due to F.P. Pijpers (Aarhus) for his help in implementing the deconvolution techniques used here and to C.Nehme (Observatoire de Paris-Meudon) for running the PDR codes mentioned in the text.

References

- Abgrall, H., Le Boulrot, J., Pineau des Forêts G., et al. 1992, *A&A*, 253, 525
- Allen, D. A., & Burton, M.G. 1993 *Nature*, 363, 54
- André, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *ApJ*, 406, 122
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M.J. 2000, *AJ*, 119, 2919
- Beckwith, S., Persson, S. E., Neugebauer, G., & Becklin, E. E. 1978, *ApJ*, 223, 464
- Black, J. H., & Dalgarno, A. *ApJ*, 1976, 203, 132
- Black, J. H., & van Dishoeck, E. F. 1987, *ApJ*, 322, 412
- Boss, A. P. 2001, *ApJ*, 551, L167
- Burton M. G., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1990, *ApJ*, 365, 620
- Chen, H., Bally, J., O'Dell, C. R., et al. 1998, *ApJ*, 492, L173
- Chrysostomou, A., Burton, M. G., Axon, D. J., et al. 1997, *MNRAS*, 289, 605
- Clénet, Y., Le Coarer, E., Jocas, G., et al. 2002, *PASP*, 114, 563
- Crutcher, R. M., Troland T. H., Lazareff, B., Paubert, G., & Kazes, I. 1999, *ApJ*, 514, L121
- Doi, T., O'Dell, C. R., & Hartigan, P. 2002, *AJ*, 124, 445
- Draine, B. T., Roberge, W. G., & Dalgarno, A. 1983, *ApJ*, 264, 485
- Eisloffel, J., Mundt, R., Ray T. P., & Rodriguez, L. F. 2000, *Protostars and Planets IV*, ed. V., Mannings, A. P., Boss, & S. S., Russeell (Tucson: University of Arizona Press)
- Elmegreen, B. G., & Lada, C. J. 1977, *ApJ*, 214, 725
- Evans, N.J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Ferland, G. J. 2001, *PASP*, 113, 41
- Gezari, D. Y., Backman, D. E., & Werner, M. W. 1998, *ApJ*, 509, 283
- Gustafsson, M., Kristensen, L. E., Clénet Y., et al. 2003, *A&A*, 411, 437
- Henney, W. J., & O'Dell, C. R. 1999, *Astron. J.*, 118, 2350
- Hillenbrand, L. A. 1997, *AJ*, 113, 1733
- Hollenbach, D. J., & McKee, C.F. 1989, *ApJ*, 342, 306
- Hook, R. N. 1999, *ST-ECF Newsletter*, 26, 3
- Howarth, I. D., & Prinja, R. K. 1989, *ApJS*, 69, 527
- Kaufman, M. J., & Neufeld, D. A. 1996, *ApJ*, 456, 250
- Kaufman, M. J., & Neufeld, D. A. 1996, *ApJ*, 456, 611
- Le Boulrot, J., Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Cabrit, S. 2002, *MNRAS*, 332, 985
- Lemaire, J.-L., Field, D., Gerin, M., et al. 1996, *A&A*, 308, 895
- Lim, A. J., Raga, A. C., Rawlings, J. M. C., & Williams, D. A., 2002, *MNRAS*, 335, 817
- Livingston & Wallace 1991, *An Atlas of the Solar Spectrum in the Infrared*, N.S.O. Technical Report No.91-001, National Optical Astronomy Observatories, Tucson
- Luhman, K. L., Rieke, G. H., Young, E. T., et al. 2000, *ApJ*, 540, 1016
- Lucas, P. W., & Roche, P. F. 2000, *MNRAS*, 314, 858
- Mathis, J. S. 1990, *ARA&A*, 28, 37
- McCaughrean, M. J., & Stauffer, J. R. 1994, *AJ*, 108, 1382
- Norris, R. P. 1984, *MNRAS*, 207, 127
- O'Dell, C. R. 2001, *ARA&A*, 39, 99
- Palla, F., & Stahler, S. W. 1999, *ApJ*, 525, 772
- Pijpers, F. P. 1999, *MNRAS*, 307, 659
- Pineau des Forêts, G., Flower, D. R., & Dalgarno, A. 1988, *MNRAS*, 235, 621
- Rosenthal, D., Bertoldi, F., Drapatz, S. 2000, *A&A*, 356, 705
- Salas, L., Rosado, M., Cruz-Gonzales, I., et al. 1999, *ApJ*, 511, 822
- Schild, H., Miller, S., & Tennyson, J. 1997, *A&A*, 318, 608
- Schultz, A. S. B., Colgan, S. W. J., Erickson, E. F., et al. 1999, *ApJ*, 511, 282
- Smith, M. D. 1991, *MNRAS*, 252, 378
- Smith, M. D., & Brand, P. W. J. L. 1990, *MNRAS*, 242, 495
- Smith, M. D., Brand, P. W. J. L., & Moorhouse A., 1991, *MNRAS*, 248, 730
- Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1989, *ApJ*, 338, 197
- Stolovy, S. R., Burton, M. G., Erickson, E. F., et al. 1998, *ApJ*, 492, L151
- Störzer, H., & Hollenbach, D. J. 1999, *ApJ*, 515, 669
- Takami, M., Usuda, T., Sugai, H., et al. 2002, *ApJ*, 566, 910
- Tedds, J. A., Brand, P. W. J. L., & Burton, M. G. 1999, *MNRAS*, 307, 337
- Timmerman, R., 1998, *ApJ*, 498, 246
- Vannier, L., Lemaire, J. L., Pineau des Forêts, G., et al. 2000, *Atomic and Molecular Data for Astrophysics: New Developments, Case Studies and Future Needs*, 24th meeting of the IAU, Joint Discussion 1, August 2000, Manchester, England, vol. 1, p. 56
- Vannier, L., Lemaire, J. L., Field, D., et al. 2001, *A&A*, 366, 651
- Vannier, L. 2001, Ph.D. Thesis, Observatoire de Paris-Meudon and Université Cergy-Pontoise
- Wen, Z., & O'Dell, C. R. 1995, *ApJ*, 438, 784
- Wilgenbus, D., Cabrit, S., Pineau des Forêts, G., & Flower, D. R. 2000, *A&A*, 356, 1010
- Wolniewicz, L., Simbotin, I., & Dalgarno, A. 1998, *ApJS*, 115, 293
- Zapatero Osorio, M. R., Bejar, V. J. S., Martin, E. L., et al. 2000, *Science*, 290, 103

Liste des tableaux

2.1	Longueurs d'onde (en μm dans l'air) et coefficients d'Einstein A (en s^{-1}) pour les transitions rovibrationnelles les plus intenses de H_2 en bande K. Les longueurs d'onde proviennent de Black & van Dishoeck (1987), les coefficients d'Einstein sont tirés de Wolniewicz et al. (1998).	13
2.2	Niveaux d'énergie, degrés de dégénérescence et nombres quantiques des niveaux d'énergie rovibrationnels de H_2 dans le domaine d'énergie 0-25000 K (dans l'état électronique fondamental X). D'après Herzberg (1970).	16
2.3	Vitesses pour lesquelles diverses raies de H_2 en émission sont superposées de moins de 5 % aux raies telluriques.	26
3.1	Table supérieure : rapport de raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) calculé pour 3 modèles de choc et pour 4 valeurs du rapport ortho/para initial de H_2 . Table inférieure : rapport de raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) pour les 3 mêmes modèles de choc et cette fois pour 3 différents modes de formation de H_2 .	42
4.1	Résumé des observations des 5 et 6 janvier 2002 faites avec l'instrument GriF au CFHT sur deux champs dans la nébuleuse de Kleinmann-Low. Le temps d'exposition est de 400 s pour toutes les observations. Sont indiquées les longueurs d'onde auxquelles les images ont été enregistrées. Les enregistrements ont été effectués par cubes successifs en réalisant entre chacun d'eux un balayage de la raie de calibration afin de construire les cartes de correction correspondantes. On peut ainsi vérifier la stabilité du réglage du Fabry-Pérot.	67
4.2	Résumé des observations VLT du 4 et 5 janvier 2001 utilisées dans cette étude (* : FWHM à 2.12 μm). La résolution est en fait limitée par la turbulence atmosphérique (seeing).	73
4.3	Positions des centres des fentes LR, classées du nord au sud. Ces positions sont données en secondes d'arc par rapport à l'étoile TCC0016 : $\alpha = 05^{\text{h}}35^{\text{m}}14.91^{\text{s}}$ et $\delta = -05^{\circ}22'39.1''$ (J2000)	86
4.4	Valeur moyenne et écart-type σ pour les rapports de raies considérés dans cette étude (relatifs à la raie 1-0 S(1)).	94
4.5	Propriétés des modèles de chocs J reproduisant les spectres ISAAC.	96
4.6	Propriétés des modèles de PDRs reproduisant les spectres ISAAC.	96
5.1	Rapport des raies de H_2 détectées dans le filament brillant situé 8'' à l'est du cœur de N88A.	114

Table des figures

2.1	Niveaux d'énergie électroniques de la molécule H_2 et effets physiques associés.	11
2.2	Niveaux de vibration se situant dans l'état fondamental électronique $X^1\Sigma_g^+$ de H_2	15
2.3	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en rouge la même raie avec un décalage en vitesse de 90 km.s^{-1}	24
2.4	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -140 km.s^{-1}	25
2.5	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -60 km.s^{-1}	25
2.6	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse, en bleu la même raie avec un décalage en vitesse de -100 km.s^{-1}	26
3.1	Emissivité de la raie 1-0 S(1) (en rouge, à gauche) et rapport des émissivités des raies 1-0 S(0) et 1-0 S(1) (en rouge, à droite) dans un choc C de paramètres $n_H=5.10^5 \text{ cm}^{-3}$, $V_S=35 \text{ km.s}^{-1}$ et $b=1$. La température des neutres est tracée en vert et l'abondance relative de H_2 en bleu.	42
3.2	Variation de l'intensité de la raie 1-0 S(1) (en rouge) dans trois chocs de paramètres $n_H=5.10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $V_S=40 \text{ km.s}^{-1}$; un choc J (en haut à gauche) et des chocs C avec $b=1$ (en haut à droite) et $b=10$ (en bas à gauche). Egalement portée sur ces graphiques est la température des neutres (vert).	43
3.3	Variation du rapport des intensités des raies 2-1 S(1) et 1-0 S(1) (en rouge) dans deux chocs J de densité $n_H=5.10^3 \text{ cm}^{-3}$ et de vitesses 25 km.s^{-1} (gauche) et 35 km.s^{-1} (droite). La température des neutres est tracée en vert et l'abondance relative de H_2 en bleu.	43
3.4	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.	47
3.5	Intensité de la raie 1-0 S(1) en fonction de la vitesse du choc et pour une densité $n_H=10^5 \text{ cm}^{-3}$. L'ajustement est fait sur la partie non-dissociative de la courbe.	48
3.6	Courbes d'iso-intensité de la raie 1-0 S(1) dans l'espace des paramètres densité-vitesse du choc, tracées pour deux valeurs de l'intensité. L'ajustement de la partie non-dissociative des courbes fournit les lois de variation indiquées.	48
3.7	Vitesse limite des chocs J en fonction de la densité, définie comme la vitesse à laquelle les intensités des raies de H_2 stoppent leur croissance	49
3.8	Variation de l'intensité de la raie 1-0 S(1) (définie en section...) pour des chocs C d'échelle magnétique $b=1$, $b=5$ et $b=10$	49

3.9	Variation du rapport des raies 2-1 S(1)/1-0 S(1) pour des chocs C d'échelle magnétique b=1, b=5 et b=10.	50
3.10	Variation du rapport des raies 1-0 S(0)/1-0 S(1) pour des chocs C d'échelle magnétique b=1, b=5 et b=10.	51
3.11	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude dans les modèles de PDRs.	52
4.1	Environnement proche de la nébuleuse de Kleinmann-Low (d'après Irvine et al. 87). Les sources IR sont représentées en rouge.	56
4.2	Localisation schématique de la nébuleuse de Kleinmann-Low (KL) par rapport à OMC-1, vue perpendiculairement à la ligne de visée (d'après Schleuning 98).	58
4.3	Nébuleuse de Kleinmann-Low observée avec l'instrument GriF au CFHT, cette carte est la juxtaposition de trois champs de 36"x36" chacun.	59
4.4	Principe des observations en mode Fabry-Pérot.	64
4.5	Illustration des paramètres utilisés pour l'ajustement des profils Fabry-Pérot.	68
4.6	Cartes de vitesse LSR (km.s ⁻¹) en haut à gauche, intensité en haut à droite, continu en bas à gauche et largeur FWHM (km.s ⁻¹) en bas à droite dans le lobe sud-est (Pic 2). Le champ a une taille de 36"x36".	69
4.7	Cartes de vitesse LSR (km.s ⁻¹), intensité, continu et largeur FWHM (km.s ⁻¹) suivant la même disposition et avec la même taille de champ que dans la figure 4.6 dans le lobe nord-ouest (Pic 1).	70
4.8	Spectres longue fente ISAAC MR après correction de la distorsion. A gauche un spectre typique de lampe Ar-Xe, à droite un spectre pris vers la nébuleuse KL. Le domaine de longueur d'onde est de 1.85-2.5 μm dans les deux images.	73
4.9	Base de la comparaison entre des observations en imagerie et des observations en spectroscopie longue fente de résolution spatiale inférieure. La fente spectroscopique est en noir et la grille de pixels correspondant à l'image en vert.	75
4.10	Comparaison des profils de vitesse GriF (noir) et ISAAC (rouge) le long de trois fentes spectroscopiques.	77
4.11	Carte de la température d'excitation T _{ex} (calculée comme détaillé en section 4.4) dans la nébuleuse de Kleinmann-Low. Dans la partie inférieure sont représentés les noeuds d'émission indiqués par A et B sur la carte.	83
4.12	Coupes au travers des noeuds d'émission A (à gauche) et B (à droite) représentés sur la carte 4.11. Les directions pour la coupe sont représentées par des lignes noires sur les gros-plans situés sous la carte.	84
4.13	Carte représentant le rapport ortho/para partiel pour le niveau v=1, J=3 (gauche) et comparaison entre les valeurs obtenues le long de l'objet C (droite). Prendre garde à la différence de taille des pixels GriF et ISAAC, l'échelle est la même sur les deux graphiques de droite.	85
4.14	Spectre ISAAC caractéristique (en haut à gauche) et ajustement des raies de l'ensemble (en bas à gauche) et de trois raies proches (en bas à droite). Des largeurs gaussiennes de 4 pixels et lorentziennes de 0.3 pixels ont été utilisées pour l'ajustement.	88
4.15	Méthode d'estimation du rapport ortho/para basée sur le déplacement des populations des niveaux ortho vers le bas par rapport à celles des niveaux para dans un diagramme d'excitation.	91

4.16	Diagrammes d'excitation observés (noir), meilleurs modèles de chocs C (carrés bleus) et meilleurs modèles de chocs J (rouge) pour 6 zones prises dans le lobe sud-est de la nébuleuse. Les positions des zones sont représentées sur la figure 4.3. Sont également tracées les deux températures d'excitation, pour le niveau $v=1$ (vert) et $v=2$ (rose) et les valeurs de ces deux températures sont indiquées.	93
4.17	Distribution du nombre de pics d'émission reproduits par un modèle de choc J donné. Les valeurs portées au-dessus de l'histogramme sont la densité pré-choc n_H du modèle (en cm^{-3}) et la vitesse du choc (en km.s^{-1}).	95
4.18	Diagrammes d'excitation observés (noir), meilleurs modèles de PDRs (bleu) et meilleurs modèles de chocs J (rouge) pour les mêmes zones que sur la figure 4.16. Sont également tracées les deux températures d'excitation, pour le niveau $v=1$ (vert) et $v=2$ (rose) et les valeurs de ces deux températures sont indiquées.	98
4.19	Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B étant colinéaire à la vitesse.	100
4.20	Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B étant perpendiculaire à la vitesse.	101
4.21	Configuration dynamique dans laquelle une tranche de gaz se déplace à une vitesse v , le champ magnétique B faisant cette fois un angle θ avec la vitesse.	101
5.1	Le petit nuage de Magellan dans le visible (Crédit : Observatoire national de Namibie).	104
5.2	Image en bande Ks de la région N88. La nébulosité dans la partie nord est le complexe HW81, comprenant les régions N88A et N88B étudiées ici.	105
5.3	La région N88A vue en $H\alpha$ (Crédit : M. Heydari-Malayeri et ESA/NASA).	106
5.4	Carte prise à $2.13 \mu\text{m}$ centrée sur N88A et N88B dans le complexe HW81. Les fentes utilisées dans les observations spectroscopiques sont notées a en rouge (traversant N88A) et b en bleu (traversant N88A et N88B).	107
5.5	Variation de l'intensité des raies He1-0 (bleu), $\text{Br}\gamma$ (vert) et H_2 1-0 S(1) (rouge) le long de la fente rouge (a) indiquée sur la figure 5.4.	108
5.6	Contours en CO dans la région HW81 (d'après Israel et al. 2003) superposés sur l'image ISAAC observée en bande Ks. A gauche les contours associés à la transition J=1-0, à droite les contours associés à la transition J=2-1.	109
5.7	Variation de l'intensité des mêmes raies que sur la figure 5.5 (avec le même code de couleurs) le long de la fente b (bleue).	110
5.8	Spectres en bande H pris dans N88A à l'aide des fentes a et b (partie supérieure) et spectres dans la même région pris entre 1.9 et $2.2 \mu\text{m}$	112
5.9	Spectres en bande K pris dans le complexe HW81 dans trois régions différentes. La région 1 (noir) correspond au centre de N88A, la région 2 (bleu) correspond à une position $4''$ au nord de N88B et la région 3 (rouge) se situe dans la région d'émission de H_2 $8''$ à l'est de N88A.	113
B.1	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(0) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse	129
B.2	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse	130
B.3	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 2-1 S(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse	130

B.4	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(5) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	131
B.5	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(4) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	131
B.6	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 S(0) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	132
B.7	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(1) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	132
B.8	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(2) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	133
B.9	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(3) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	133
B.10	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(4) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	134
B.11	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(5) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	134
B.12	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(6) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	135
B.13	Spectre d'absorption atmosphérique (partie supérieure) et profil de la raie 1-0 Q(7) (partie inférieure) sur la même échelle. En noir est représentée la raie sans décalage en vitesse .	135
C.1	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.	137
C.2	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.	138
C.3	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.	139
C.4	Variation des intensités et rapports des raies importantes de notre étude (voir section 3.5) pour des chocs J.	140

Table des matières

1	Introduction	2
1.1	Le milieu interstellaire statique et dynamique	2
1.2	Contexte général : problématique	6
1.3	Plan de cette thèse et problèmes abordés	7
2	Physique et astrophysique de l'hydrogène moléculaire	9
2.1	Propriétés quantiques : niveaux d'énergie et règles de sélection	9
2.1.1	Fonction d'onde et règles de sélection	9
2.1.2	Forces de transition	11
2.1.3	Energies de vibration et rotation	14
2.2	Transfert de rayonnement impliquant H_2 et effets associés	15
2.3	Observations et observabilité de la molécule	18
2.3.1	Formation de la molécule	19
2.3.2	Excitation et désexcitation de H_2 , collisions	20
2.3.3	Détections de la molécule H_2	20
2.3.4	Objets concernés	21
2.4	Calcul de l'extinction avec les transitions quadrupolaires de H_2	22
2.5	Effets atmosphériques perturbateurs	23
2.5.1	Quelques faits	23
2.5.2	Etude empirique	23
2.5.3	Conclusions	27
2.6	Bases de la formation stellaire	27
2.6.1	Généralités	27
2.6.2	La masse de Jeans	28
3	Ondes de choc et pompage UV : des mécanismes complémentaires	30
3.1	Pourquoi invoquer ces phénomènes ? Généralités	30
3.1.1	Ondes de choc dans le milieu interstellaire	30
3.1.2	Précurseurs magnétiques : chocs J, chocs C	31
3.1.3	Pertinence des chocs dans l'étude de H_2 et dans l'astronomie infrarouge	32
3.1.4	Régions de photodissociation	33
3.2	Les ondes de choc : équations MHD, conditions de saut, discontinuité	34
3.2.1	Les équations de la magnétohydrodynamique	34
3.2.2	Les équations de Rankine-Hugoniot du fluide magnétisé	35
3.2.3	Traitement numérique de la discontinuité	36

3.3	Chocs dans le MIS : importance des processus microscopiques, rôle de H ₂ et spectroscopie associée	36
3.3.1	Paramétrisation des chocs	36
3.3.2	Emission de H ₂	38
3.3.3	Une question d'échelle	38
3.4	Modèles de PDRs : champ de rayonnement, extinction et micro-physique	39
3.5	Comportement des raies de H ₂ dans les chocs	41
3.5.1	Influence des paramètres	41
3.5.2	Evolution intra-chocs	41
3.5.3	Grilles utilisées et leur justification	44
3.5.4	Evolution inter-chocs	45
3.5.5	Chocs J	45
3.5.6	Chocs C et influence du champ magnétique	46
3.6	Evolution des raies dans les PDRs	46
3.7	Comparatif : les raies de H ₂ et les informations qu'elles apportent	53
3.7.1	La raie 2-1 S(1)	53
3.7.2	Les autres rapports de raies	53
3.7.3	Conclusion	54
4	L'émission IR du nuage moléculaire d'Orion	55
4.1	Une région massivement étudiée	55
4.1.1	Situation de la nébuleuse de Kleinmann-Low	55
4.1.2	Intérêt de la nébuleuse KL et de son environnement	57
4.1.3	Morphologie de la nébuleuse	60
4.1.4	Historique de la modélisation	60
4.2	Mesure des champs de vitesse dans la nébuleuse de Kleinmann-Low par imagerie Fabry-Pérot	62
4.2.1	Intérêt des champs de vitesse	62
4.2.2	Principe des observations en mode Fabry-Pérot	62
4.2.3	Observations Fabry-Pérot au CFHT du 5 et 6 janvier 2002	66
4.2.4	Résultats	68
4.3	Mesure des champs de vitesse dans la nébuleuse de Kleinmann-Low par spectroscopie	72
4.3.1	Observations spectroscopiques avec VLT-ISAAC	72
4.3.2	Réduction des données ISAAC	72
4.3.3	Comparaison entre les données CFHT-GriF et VLT-ISAAC	74
4.3.4	Résultats de la comparaison	77
4.4	Etudes basées sur deux transitions de H ₂	78
4.4.1	Température d'excitation	79
4.4.2	Rapport ortho/para partiel	80
4.4.3	Application aux observations ESO-La Silla 96 et observations CFHT 2000	81
4.4.4	Estimation du rapport ortho/para	84
4.5	Méthodes de diagnostic multi-raies I : nouvelles estimations des quantités précédentes	86
4.5.1	Observations VLT LR	86
4.5.2	Diagnostics : diagrammes et températures d'excitation	87
4.5.3	Rapport ortho/para	90
4.6	Méthodes de diagnostic multi-raies II : rapports de raies	90
4.6.1	Intensités et rapports de raies	90

4.6.2	Comparaison aux modèles de chocs	92
4.6.3	Comparaison aux modèles de PDRs	94
4.6.4	Discussion	97
4.7	Un modèle global pour la nébuleuse de Kleinmann-Low	100
4.7.1	Rôle du champ magnétique	100
4.7.2	L'excitation du gaz moléculaire	102
5	Etat d'excitation de la région HII compacte N88A	103
5.1	La région N88A et son environnement	103
5.2	Observations ISAAC 2002	104
5.3	Résultats généraux	107
5.4	Déterminations de l'extinction	111
5.5	Excitation du gaz moléculaire	113
6	Conclusions et perspectives	116
	bibliographie	118
A	Constantes, facteurs de conversion et paramètres moléculaires	127
B	Raies rovibrationnelles de H₂ et raies telluriques	129
C	Evolution théorique des raies de H₂	136
D	Paramètres utilisés dans les modèles de chocs et de PDRs	141
E	Articles	142
	Liste des tableaux151 Liste des figures152	